
PUBLICATIONS DE L'INSTITUT FRANÇAIS DU PÉTROLE
COURS DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DU PÉTROLE ET DES MOTEURS
L. SOUKIASSIAN
COURS
D'ELECTONIQUE
technip
SOCIÉTÉ DES ÉDITIONS TECHNIP

Table des matières

Pages

CHAPITRE I
GENERALITES SUR LES CIRCUITS ELECTRIQUES

RAPPEL DE NOTIONS FONDAMENTALES 13

Différence de potentiel 13
Force électromotrice 13
Tension aux bornes d'un générateur 14
Sources de tension et sources de courant 14
Puissance et rendement 15
Résistances dans un circuit en courant continu 16
Montages étoile et polygone 17
Courant alternatif 19
Valeur moyenne, valeur efficace 20
Puissance en courant alternatif 21
Impédances en courant alternatif 23
Couplages d'impédances 25
Notion de filtre 29

CHAPITRE II
CIRCUITS ELECTRIQUES

GENERALISATION DE LA LOI D'OHM 33

Définition 33
Lois de Kirchhoff 34

SYMBOLES ET COMPORTEMENT DES ELEMENTS DE CIRCUITS 34

Eléments passifs 34
Eléments actifs 35

EXEMPLES D'APPLICATION DES LOIS DE KIRCHHOFF ... 37

1. Exemple $\sum e = 0$, opérateurs Z 37

2. Exemple $\sum i = 0$, opérateurs Y 39
3. Exemple d'application à un circuit renfermant un élément non linéaire, une triode 40

TRANSFORMATION DES CIRCUITS 43

Théorème de Thévenin 43
Deux théorèmes utiles dans l'analyse des circuits 45
Exemple d'application 47

CHAPITRE III
CIRCUITS RC - RL - RLC

1. REPONSE DES CIRCUITS RC EN REGIME SINUSOÏDAL PERMANENT 49

a) Circuit RC passe-haut 49
b) Circuit RC passe-bas 50

2. REPONSE DES CIRCUITS RL EN REGIME SINUSOÏDAL PERMANENT 51

a) Circuit RL passe-haut 51
b) Circuit RL passe-bas 52

3. SIGNAUX NON SINUSOÏDAUX 52

Définitions 53

4. REPONSES DES CIRCUITS RC - RL EN REGIME NON SINUSOÏDAL 54

Circuit RC passe-haut 54
- a) Fonction unité 54
- b) Réponse à une impulsion 56
- c) Réponse à une tension périodique carrée ou rectangulaire en régime permanent 57
- d) Réponse à une tension exponentielle 59
- e) Réponse à une tension croissante linéaire 60

Circuit RC passe-bas 61
- a) Fonction unité 61
- b) Réponse à une impulsion 62
- c) Réponse à une tension rectangulaire. Régime permanent 62
- d) Tension exponentielle 64

e) Réponse à une tension croissante linéaire 64
Circuits RL 65
a) Circuit RL passe-bas 65
b) Circuit RL passe-haut 65

5. DERIVATION ET INTEGRATION DES ONDES ELECTRIQUES A L'AIDE DE CIRCUITS RC ET RL 65

CHAPITRE IV
MOUVEMENTS DES PARTICULES CHARGEES

A. RAPPEL DE QUELQUES NOTIONS 69

B. MOUVEMENT DANS UN CHAMP ELECTRIQUE 69

C. MOUVEMENT DANS UN CHAMP MAGNETIQUE 72

D. NOTIONS D'OPTIQUE ELECTRONIQUE 73

CHAPITRE V
EMISSION ELECTRONIQUE DES METAUX
APPLICATIONS AUX LAMPES

A. EMISSION ELECTRONIQUE DES METAUX 75

B. CONSTRUCTION DES LAMPES ELECTRONIQUES 78

CHAPITRE VI
DIODES A VIDE

A. DISTRIBUTION DES POTENTIELS ET REPARTITION DES ELECTRONS 81

Distribution des potentiels dans l'espace interélectrodes 81
Répartition des électrons 83

B. CARACTERISTIQUES DE FONCTIONNEMENT DES DIODES 83

Fonctionnement en courant continu 83
Fonctionnement d'une diode en courant alternatif 84
Détection par diodes 85
Introduction d'une résistance dans le circuit 86

C. UTILISATIONS DES DIODES A VIDE 88

a) Limiteurs de tension 88
b) Circuit mélangeur à diodes 89
c) Circuit à coïncidences 91
d) Compteurs d'impulsions à diodes 93

CHAPITRE VII
DECHARGES DANS LES GAZ
DIODES A GAZ

A. IONISATION DES GAZ 99

B. DIODES A GAZ 100

Fonctionnement des diodes à gaz 100
Stabilisation de tension 105

CHAPITRE VIII
CELLULES PHOTOELECTRIQUES

A. EMISSION PHOTOELECTRIQUE 107

B. CELLULES PHOTOELECTRIQUES 112

Fonctionnement et caractéristiques des cellules à vide 112
Cellules à gaz 114
Caractéristiques statiques et caractéristiques dynamiques .. 115

C. UTILISATIONS DES CELLULES PHOTOELECTRIQUES . 116

D. CELLULES PHOTOELECTRIQUES PARTICULIERES ... 117

Réalisations pratiques des photomultiplicateurs 118
Cellules à couche d'arrêt 121

CHAPITRE IX
GENERATEURS DE COURANT CONTINU

A. REDRESSEMENT DU COURANT ALTERNATIF 123

B. FILTRES 124

Généralités 124
Filtres inductifs 127
Filtres capacitifs 131
Filtres composés 135
Filtre en L à une cellule 135
Filtre en π 137

CHAPITRE X
LAMPES A VIDE A PLUSIEURS ELECTRODES

A. TRIODES A VIDE 139

Description. Distribution des potentiels 139
Equations de fonctionnement d'une triode. Circuit équivalent . 142
Caractéristiques de fonctionnement des triodes 145
Triodes utilisées avec une résistance de charge 146
Charge anodique 146
Equations de fonctionnement. Etage amplificateur .. 147
Transmission des signaux appliqués à la grille..... 148
Introduction d'une résistance dans le circuit de la cathode 152
Courant plaque 152
Réaction négative 153
Modification des caractéristiques $I_p E_p$ 153
Charge cathodique 154
Capacités interélectrodes des triodes. Effet Miller..... 158

B. TETRODES A VIDE 160

Equation de fonctionnement 160
Répartition des potentiels et caractéristiques des tétrodes .. 162

C. PENTODES 163

Equations de fonctionnement 164
Montage amplificateur de tension 165

CHAPITRE XI
LAMPES A GAZ A PLUSIEURS ELECTRODES
THYRATRONS

A. FONCTIONNEMENT DU THYRATRON 167

Fonctionnement en courant continu 167
Fonctionnement en courant alternatif 169
Description 169
Etude du courant dans un circuit de thyratron alimenté en courant alternatif 172

B. APPLICATIONS 174

Bases de temps 174
Oscillateurs à relaxation 175
Base de temps à thyratron 178
Equations de fonctionnement 179
Linéarité du système 180
Synchronisation des bases de temps 182
Déclenchement d'une base de temps 183
Linéarisation des bases de temps à capacité 184
Bascule à thyratrons 186
Compteurs à décades à thyratrons 188
Réalisation pratique de compteurs à décades 188
Remise à zéro 189
Etage de mise en forme 190
Autres applications du thyratron 192

CHAPITRE XII
CONSTRUCTION ET CARACTERISTIQUES
DES AMPLIFICATEURS

A. CIRCUITS D'UTILISATION 195

Charge anodique 196
a) Résistance pure 196
b) Résistance capacité en parallèle 197
c) Circuit résonnant 197

B. COUPLAGE ENTRE ETAGES AMPLIFICATEURS 198

C. REACTION 200

Définition 200
Réaction négative de cathode 202
Effet de la réaction sur la stabilité de l'amplificateur 203

D. DIFFERENTS TYPES D'AMPLIFICATEURS 204

Amplificateurs à couplage alternatif 205

Amplificateur apériodique 205
a) Régime transitoire 206
b) Régime permanent 207
Polarisation 210
Amplificateur à résonance 211
Amplificateurs à couplage direct 212
a) Montage en cascade 212
b) Montage à contre-tension 213
c) Montage potentiométrique 213
Amplificateurs symétriques 217
Amplificateur à onde porteuse 218
Charge cathodique 218

E. DISTORSIONS DANS LES AMPLIFICATEURS 219

CHAPITRE XIII
GENERATEURS DE COURANT ALTERNATIF SINUSOÏDAL

A. CIRCUITS OSCILLANTS RLC 223

a) Régime transitoire. Oscillations libres 223
b) Régime permanent. Oscillations forcées 226
Phase bande passante 227

B. OSCILLATEURS. GENERALITES 229

Stabilité des oscillateurs 230

C. QUELQUES OSCILLATEURS TYPES 233

a) Oscillateur à couplage inductif 233
b) Oscillateur Hartley 236
c) Oscillateur à glissement de phase 236
d) Oscillateur à réaction RC 239
e) Etage de sortie d'un oscillateur 245

CHAPITRE XIV
BASCULES

A. MULTIVIBRATEURS 247

Fonctionnement du multivibrateur de Bloch-Abraham 247
Description qualitative du phénomène 252
Basculement 253

Détermination des fréquences 255
Formes réelles des ondes 257
Multivibrateurs synchrones 259
1. Multivibrateur synchronisé à la fréquence f des impulsions de commande 259
2. Multivibrateur synchronisé à la fréquence f/n 260
Multivibrateurs à fréquences variables 261

B. BASCULES A DEUX POSITIONS D'EQUILIBRE STABLE (ECCLES-JORDAN) 263

Fonctionnement 263
Calcul des éléments 265
Bascule polarisée par la cathode 268
Commande d'une bascule 271

C. COMPTAGE 272

La bascule bistable élément de comptage binaire 272
Affichage des résultats 274
Diviseurs à bascules par des nombres autres que 2^p 275
Division par trois 275
Diviseurs de fréquence en chaîne fermée 276
Fonctionnement 277
Emploi d'une chaîne fermée comme élément de comptage décimal 278
Cycle de Lewis 279

D. BASCULES A UNE POSITION D'EQUILIBRE STABLE ... 281

Fonctionnement. Durée du phénomène 281

E. BASCULE A SEUIL OU TRIGGER DE SCHMITT 284

Fonctionnement 284
Remarques 287

CHAPITRE XV
TRANSISTORS

A. CONDUCTION ELECTRIQUE. MATERIAUX A TRANSISTORS 291

Conductivité intrinsèque 292

Conductivité extrinsèque. Effet des impuretés 293

B. JONCTION p-n 294

Transistors à jonction.......................... 296

C. CIRCUITS DES TRANSISTORS...................... 297

1. Montage à base commune BC 298
2. Montage à émetteur commun EC 301
3. Montage à collecteur commun CC 303
Tableau des paramètres 306

D. CARACTERISTIQUES DES TRANSISTORS 307

a) Caractéristiques à base commune 307
b) Caractéristiques à émetteur commun 308

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES CIRCUITS ELECTRIQUES

RAPPEL DE NOTIONS FONDAMENTALES

Avant d'aborder le cours d'électronique proprement dit, il nous semble utile de rappeler quelques notions élémentaires et quelques définitions que nous aurons souvent à utiliser.

Parmi les grandeurs électriques courantes, celles qui sont les plus sujettes à confusion sont :

- La différence de potentiel
- La force électromotrice
- La tension.

Ces trois grandeurs sont exprimées par la même unité pratique, le volt.

Différence de potentiel

Par définition, entre deux points A et B il existe une différence de potentiel (d.d.p.) unité lorsque le transport de la quantité d'électricité unité (coulomb) de A en B nécessite le travail unité (joule).

L'unité pratique de différence de potentiel est le volt. Le choix du potentiel zéro est arbitraire. On parle souvent du potentiel d'un point; dans ce cas on sous-entend qu'une origine des potentiels est choisie.

Force électromotrice

La force électromotrice (f.e.m.) d'un générateur est le quotient de l'énergie fournie par le générateur par le courant qui le traverse pendant l'unité de temps :

$$E = \frac{W}{I\,t}$$

L'unité de force électromotrice est le volt.

Tension aux bornes d'un générateur

Soit un générateur de force électromotrice E, de résistance intérieure r, débitant dans un circuit de résistance R. On aura :

$$E = (r + R)\ I$$

$$E = rI + RI = V + RI$$

$$V = E - rI$$

V est la tension aux bornes du générateur. Cette tension sera mesurée en volts.

On voit que la tension aux bornes d'un générateur sera toujours inférieure à la force électromotrice du générateur, sauf si R est infini, c'est-à-dire en circuit ouvert.

Sources de tension et sources de courant

L'expression :

$$E = (r + R)\ I$$

nous amène à distinguer deux types de générateurs.

La source, ayant une force électromotrice grande ou petite, peut être telle que de grandes variations de tension à ses bornes n'entraînent aucune variation du courant. Ce cas se présentera lorsque :

$$r \gg R$$

D'une façon générale, la résistance ou l'impédance intérieure d'une source de courant est infinie. C'est le cas, comme nous le verrons plus loin, des pentodes, des cellules photoélectriques à vide, etc., entre certaines limites.

Par contre, si la résistance intérieure d'une source est nulle ou négligeable, la tension à ses bornes ne varie pas lorsque le courant I

varie; on a alors une source de tension. C'est le cas des lampes à gaz pour certaines conditions de fonctionnement.

Le fonctionnement d'un générateur est défini par sa caractéristique courant-tension. On porte d'habitude le courant en ordonnées et la tension en abscisses. Dans ces conditions, la source de courant idéale aura pour caractéristique une droite horizontale (fig. 1 a) :

$$r = \frac{\Delta E}{\Delta I} \text{ infini}$$

Pour une source réelle, la caractéristique est représentée en pointillé. Le générateur sera une source de courant pour :

$$E > E_A$$

Pour une source de tension :

$$r = \frac{\Delta E}{\Delta I} = 0$$

la caractéristique est une droite verticale pour la source idéale (fig. 1 b). La courbe en pointillé représente le cas réel. On a une source de tension pour :

$$I > I_B$$

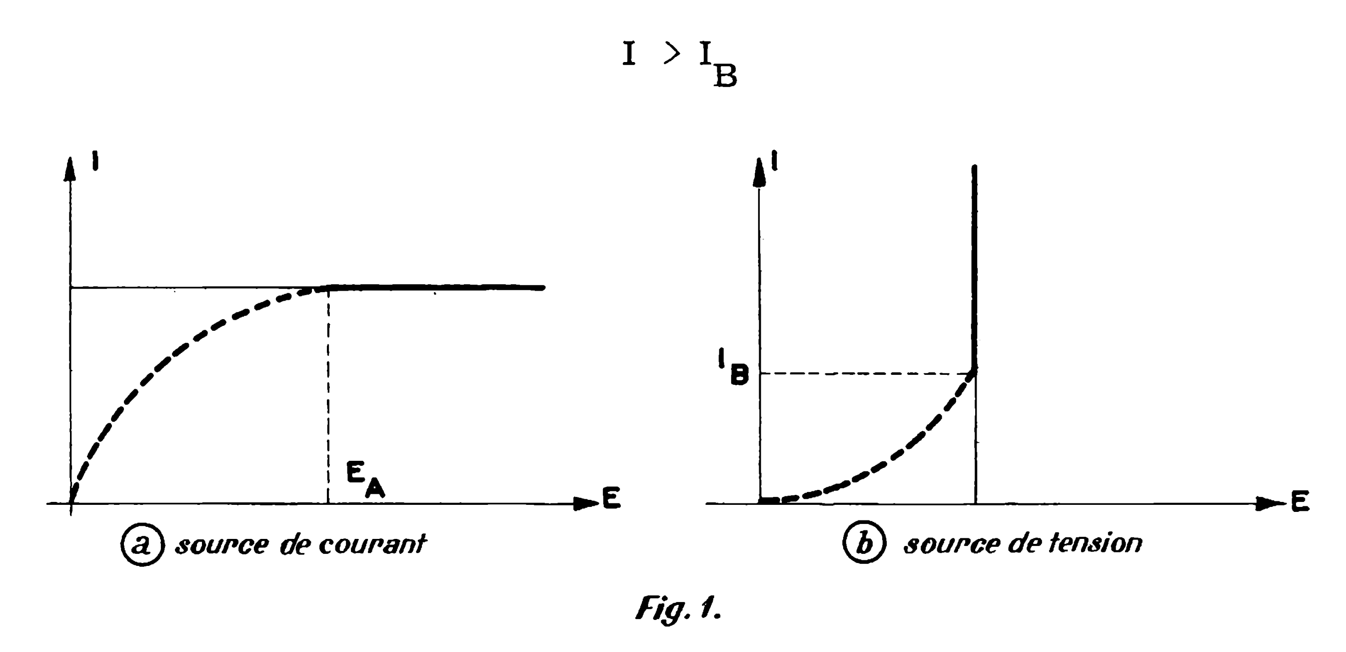


Fig. 1.

Puissance et rendement

La puissance dissipée dans un circuit de résistance R et parcouru par un courant I est :

$$W = RI^2 = \frac{V^2}{R}$$

Pour une génératrice de force électromotrice E et de résistance intérieure r débitant dans un circuit de résistance R :

$$I = \frac{E}{r + R}$$

$$W = \frac{E^2 . (R + r)}{(R + r)^2} = \frac{E^2}{R + r}$$

Le rendement du système sera :

$$\eta = \frac{\frac{E^2 R}{(R + r)^2}}{\frac{E^2}{R + r}} = \frac{R}{R + r}$$

La puissance fournie sera maximum pour :

$$\frac{dW}{dR} = 0$$

c'est-à-dire :

$$E^2 \frac{r - R}{(r + R)^3} = 0$$

$$r = R$$

$$W_{max} = \frac{E^2}{4 r}$$

La puissance électrique est mesurée en watts. Un watt égale un joule par seconde.

Résistances dans un circuit en courant continu

Si n résistances sont branchées en série, la résistance totale est :

$$R = \sum_{1}^{n} R_k$$

La tension aux bornes de chaque résistance est :

$$v_j = \frac{R_j}{\sum_{1}^{n} R_k} \cdot V$$

V tension totale appliquée aux résistances.

Si n résistances sont branchées en <u>parallèle</u>, la résistance équivalente de l'ensemble sera :

$$R = \frac{R_1 R_2 \ldots R_n}{\sum_{1}^{n} \frac{R_1 R_2 \ldots R_n}{R_k}}$$

Le courant traversant chacune des résistances sera :

$$i_j = \frac{1}{R_j} \frac{I}{\sum_{1}^{n} \frac{1}{R_k}}$$

Souvent il est plus pratique d'utiliser la notion de conductance, qui est par définition l'inverse de la résistance :

$$\frac{1}{R} = G$$

Montages étoile et polygone

On appelle montage étoile un ensemble de résistances ou impédances ayant un point commun, les extrémités libres aboutissant en des points différents.

On appelle montage polygone un ensemble de résistances ou impédances en série formant une boucle fermée.

Dans les calculs des circuits, moyennant certaines conditions, on peut remplacer un polygone par une étoile équivalente ou réciproquement.

L'établissement de la formule générale est trop longue et hors de notre sujet pour trouver une place ici. On démontre qu'on peut faire correspondre à une étoile de n branches un polygone de n côtés; à condition que n soit impair, $n = 2k + 1$. Il n'y a pas de solution pour $n = 2k$.

A titre d'exemple, prenons des montages à trois éléments (fig. 2).

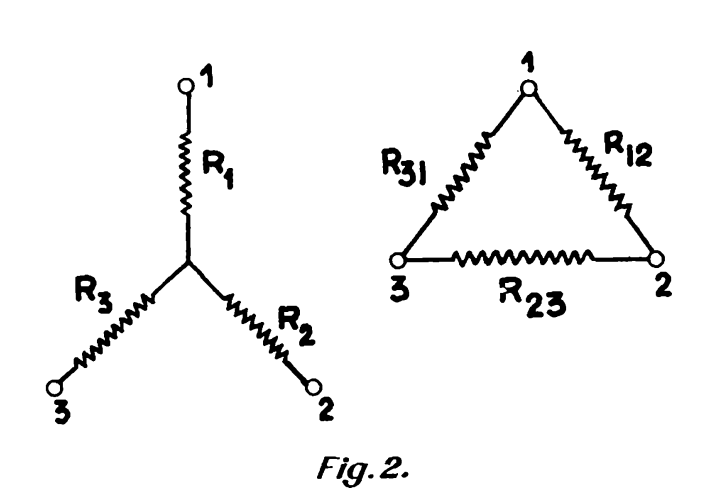


Fig. 2.

Si nous appliquons une tension E entre deux points correspondants de chacun des deux circuits, le courant débité doit être le même dans les deux cas.

Pour le circuit étoile, la résistance vue entre deux points (1-2, 2-3, 3-4) est formée de deux résistances en série. Ainsi :

$$\begin{cases} i_{12}(Y) = \dfrac{E}{R_1 + R_2} \\[2ex] i_{23}(Y) = \dfrac{E}{R_2 + R_3} \\[2ex] i_{31}(Y) = \dfrac{E}{R_3 + R_1} \end{cases}$$

Dans le cas du circuit triangle, la résistance vue entre deux sommets, 1-2 par exemple, équivaut à la résistance R_{12} en parallèle sur $R_{23} + R_{31}$. Donc :

$$\rho_{12} = \frac{R_{12}\left(R_{23} + R_{31}\right)}{R_{12} + R_{23} + R_{31}}$$

les deux autres ρ s'en déduisant par permutation circulaire des indices.

Le courant débité par une source placée entre deux sommets sera donc :

$$i_{12}(\Delta) = \frac{E}{\rho_{12}}$$

$$i_{23}(\Delta) = \frac{E}{\rho_{23}}$$

$$i_{31}(\Delta) = \frac{E}{\rho_{31}}$$

On aura donc le système de trois équations :

$$\left| \begin{array}{l} R_1 + R_2 = \rho_{12} \\ R_2 + R_3 = \rho_{23} \\ R_3 + R_1 = \rho_{31} \end{array} \right.$$

d'où on tirera :

$$R_1 = \frac{R_{12} + R_{31}}{R_{12} + R_{23} + R_{31}}$$

R_2 et R_3 s'en déduisant par permutation circulaire des indices, et :

$$R_{12} = \frac{R_1\ R_2}{R_3} + R_1 + R_3$$

R_{23} et R_{31} s'en déduisent par permutation des indices.

Courant alternatif

On dira qu'un courant (ou une tension) est alternatif lorsqu'il varie en fonction du temps suivant une loi périodique :

$$i = f(t) = f(t + T)$$

$$e = g(t) = g(t + T)$$

et :

$$\frac{1}{T} \int_0^T i(t)\, dt = 0$$

Dans la pratique, on rencontre le plus souvent des tensions ou des courants sinusoïdaux :

$$i = I_m \sin \omega t$$

$$e = E_m \cos \omega t$$

Si la fonction définissant le courant ou la tension n'est pas sinusoïdale, on la décomposera en série de Fourier. On est ainsi ramené à l'étude de la somme de plusieurs fonctions sinusoïdales avec éventuellement un terme constant (courant continu ou tension continue).

$$E = E_0 + E_1 \cos \omega t + \ldots + E_n \cos n \omega t$$
$$+ E'_1 \sin \omega t + \ldots + E'_n \sin \omega t$$

Deux fonctions sinusoïdales peuvent avoir la même fréquence, mais ne pas avoir leurs zéros et leurs maxima simultanément.

$$I_1 = I_m \cos \omega t$$

$$I_2 = I'_m \cos (\omega t \pm \varphi)$$

φ est l'angle de phase entre les deux fonctions ou déphasage de l'une par rapport à l'autre. Deux courants sont :

En phase pour $\varphi = 0$

En quadrature pour $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$

En opposition pour $\varphi = \pi$.

Valeur moyenne - Valeur efficace

La valeur moyenne d'une fonction sinusoïdale est nulle pour un cycle ou pour un nombre entier de cycles. Dans la pratique, on considère la valeur moyenne d'une demi-période.

$$E_{moy} = \frac{2}{T} \int_0^{\frac{T}{2}} E_m \sin \frac{2\pi}{T} t.dt = \frac{2 E_m}{\pi}$$

$$I_{moy} = \frac{2 I_m}{\pi}$$

Lorsqu'une résistance est parcourue par un courant alternatif, il en résulte, comme dans le cas du courant continu, un échauffement par effet Joule.

L'énergie dissipée dans la résistance pendant le temps dt est :

$$R\, i^2 (t)\; dt = R\, I_m^2 \sin^2 \omega t\; dt$$

et pour une période :

$$W = \int_0^{\frac{2\pi}{\omega}} R\, I_m^2 \sin^2 \omega t\; dt = \frac{R\, I_m^2}{2}$$

Cette même énergie aurait été dissipée par un courant continu de valeur I. Donc :

$$R\, I^2 = \frac{R\, I_m^2}{2}$$

d'où :

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$$

La valeur I du courant sera dite valeur efficace.

La valeur efficace d'un courant (ou d'une tension) alternatif est égale à sa valeur de crête divisée par $\sqrt{2}$.

$$I_{eff} = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \qquad E_{eff} = \frac{E_m}{\sqrt{2}}$$

Dans la pratique, lorsqu'on parle de la valeur d'un courant ou d'une tension alternatifs, il s'agit toujours d'une valeur efficace, sauf indication contraire. Lorsqu'il s'agit d'une fonction non sinusoïdale, ou aura :

$$I_{eff} = \sqrt{I_1^2 + I_2^2 + \dots + I_n^2}$$

I_1, I_2 ... I_n étant les valeurs efficaces des harmoniques.

Puissance en courant alternatif

Par définition, la puissance en courant alternatif est :

$$P = e\, i = E_m \cos \omega t \;.\; I_m \cos (\omega t - \varphi)$$

ou :

$$P = E\sqrt{2}\cos\omega t\ I\sqrt{2}\cos(\omega t - \varphi)$$

E, I valeurs efficaces.

$$P = E\,I\cos\varphi + E\,I\cos(2\omega t - \varphi)$$

La valeur moyenne de la puissance sera :

$$P_{moy} = \frac{1}{T}\int_0^T e\,i\,dt = E\,I\cos\varphi$$

La valeur moyenne de la composante fluctuante $\cos(2\omega t - \varphi)$ est nulle.

Le courant qui a pour expression :

$$i = I_m\cos(\omega t - \varphi)$$

a deux composantes :

composante active : $i_A = I_m\cos\varphi\cos\omega t$

composante réactive : $i_R = I_m\sin\varphi\sin\omega t$

et en valeurs efficaces :

$$\left|\begin{array}{l} I_A = I\cos\varphi \\ I_R = I\sin\varphi \end{array}\right.$$

Le courant actif produit la puissance réelle.

Le courant réactif ne produit aucune puissance réelle. Il correspond à un échange d'énergie entre le générateur et le récepteur. Cet échange se produit deux fois par période.

Au courant actif correspond la puissance active ou wattée :

$$P_A = E.I\cos\varphi$$

et au courant réactif correspond la puissance réactive ou déwattée :

$$P_R = E.I. \sin\varphi$$

Cos φ est appelé facteur de puissance. On a intérêt à ce qu'il soit aussi grand que possible, c'est-à-dire que φ doit être aussi voisin que possible de 0.

Impédances en courant alternatif

Une impédance sera toujours désignée par la lettre Z , Z dans le cas d'une impédance extérieure et z dans le cas d'une impédance intérieure d'une source. L'inverse d'une impédance est l'admittance :

$$Z = \frac{1}{Y} \quad \text{ou} \quad z = \frac{1}{y}$$

Lorsqu'une résistance pure est soumise à une tension alternative, elle est parcourue par un courant :

$$i = \frac{e}{R} \qquad e = Ri$$

Lorsqu'une bobine est traversée par un courant, elle crée un champ magnétique. Le flux traversant la bobine est :

$$\Phi = HS$$

H étant proportionnel au courant :

$$\Phi = Ki$$

Comme par ailleurs :

$$e = -\frac{d\Phi}{dt} \cdot 10^{-8}$$

$$e = L\frac{di}{dt}$$

L est le coefficient de self induction exprimé en henrys.

Si donc :

$$i = I_m \cos\omega t$$

$$e_L = L I_m \omega \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

le vecteur tension aux bornes de la bobine se déduit du vecteur courant par une rotation de $\frac{\pi}{2}$ et multiplié par $L\omega$. La tension est en quadrature avec le courant et en retard sur celui-ci. $L\omega$ est l'impédance de la self. L'impédance est une fonction de la fréquence du courant. Dans le plan complexe, à la rotation de $\frac{\pi}{2}$ correspond une multiplication par j :

$$j = \sqrt{-1}$$

Si donc I est la valeur du courant, nous aurons :

$$e = j \cdot L\omega \cdot I$$

L'impédance d'une self est un imaginaire pur.

Pour un condensateur, nous avons la relation suivante entre la charge et la tension aux bornes :

$$q = C.E$$

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{C\,dE}{dt}$$

et :

$$e = \frac{1}{C}\int_0^t i\,dt$$

On voit que pour :

$$I = I_m \cos \omega t$$

$$e_c = \frac{1}{C}\int I_m \cos \omega t\,dt = \frac{I_m}{C\omega}\cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

ou encore :

$$e_c = -j\frac{I_m}{C\omega} = \frac{I_m}{jC\omega}$$

Ici encore la tension est en quadrature avec le courant, mais en avance de $\frac{\pi}{2}$ sur le courant. L'impédance d'un condensateur est également imaginaire pur.

Dans le cas général, dans un circuit il y a assemblage de résistances, capacités et selfs, c'est-à-dire d'éléments réels et d'éléments imaginaires. L'impédance de l'ensemble sera donc de la forme générale :

$$Z = X + j\,Y$$

$$I = \frac{E}{Z}$$

La valeur instantanée du courant est donc :

$$i = \frac{e}{\sqrt{X^2 + Y^2}}$$

e valeur instantanée de E, la phase entre les deux étant donnée par :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{Y}{X}$$

Couplages d'impédances

1. La résistance pure a une valeur indépendante de la fréquence du courant qui la traverse. En courant alternatif, les formules restent les mêmes qu'en courant continu.

2. Selfs (fig. 3)

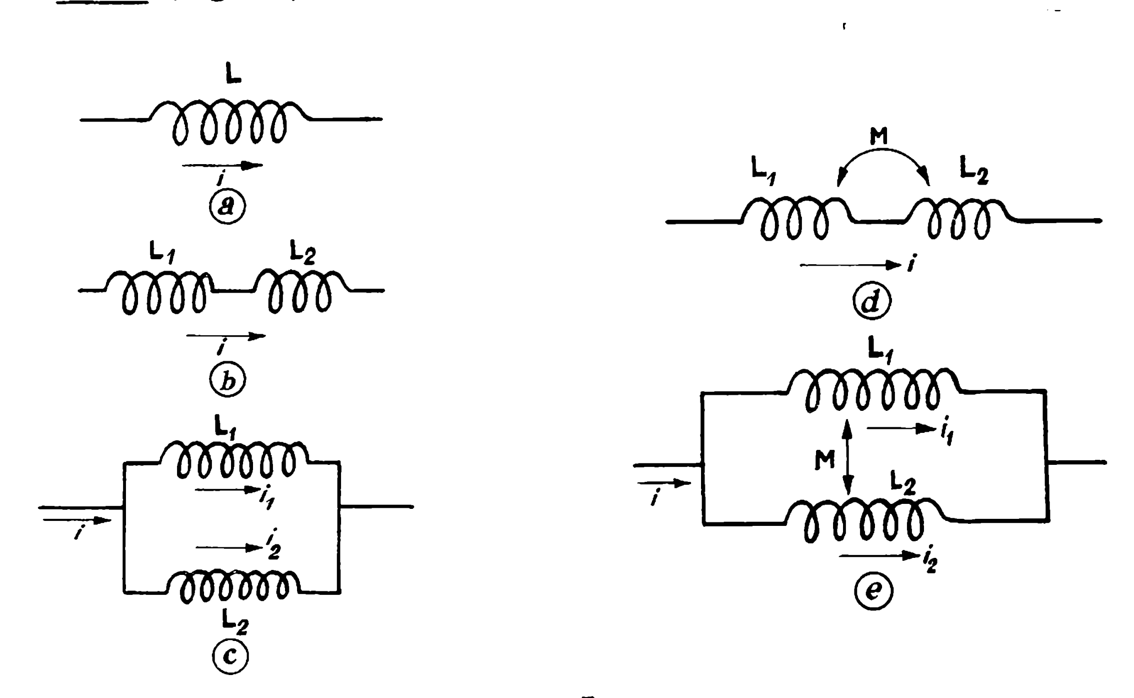


Fig. 3.

a) $e_L = \frac{L\,di}{dt}$ $\qquad i = \frac{1}{L}\int e\,dt$ $\qquad Z = j\,L\,\omega$

b) Série.

$$e_L = e_{L_1} + e_{L_2} = \left(L_1 + L_2\right)\frac{di}{dt}$$

$$L = L_1 + L_2 \qquad Z = j\left(L_1 + L_2\right)$$

c) Parallèle.

$$i_1 = \frac{1}{L_1}\int edt \qquad i_2 = \frac{1}{L_2}\int edt$$

$$i = \frac{1}{L}\int edt = \left(\frac{1}{L_1} + \frac{1}{L_2}\right)\int edt$$

$$L = \frac{L_1\,L_2}{L_1 + L_2}$$

$$Z = j\,\omega\,\frac{L_1\,L_2}{L_1 + L_2}$$

d) Selfs en série avec inductance mutuelle. Deux selfs au voisinage l'une de l'autre induisent chacune un courant dans l'autre ; si M est le coefficient d'induction mutuelle, la tension induite par la première dans la seconde est :

$$e_{M_{1\,2}} = \pm\,M\,\frac{di_1}{dt}$$

De même :

$$e_{M_{2\,1}} = \pm\,M\,\frac{di_2}{dt}$$

Le signe de M dépend du sens des bobinages.

Considérons les deux selfs en série avec induction mutuelle (fig. 3 d) :

$$e = L_1 \frac{di_1}{dt} \pm M \frac{di_2}{dt} + L_2 \frac{di_2}{dt} \pm M \frac{di_1}{dt}$$

Comme $i_1 = i_2$:

$$e = \left(L_1 + L_2 \pm 2\ M \right) \frac{di}{dt}$$

et la self équivalente est :

$$L = L_1 + L_2 \pm 2\ M$$

$$Z = j\omega \left(L_1 + L_2 \pm 2\ M \right)$$

e) Deux selfs en parallèle avec inductance mutuelle. Nous avons dans les deux branches :

$$e = L_1 \frac{di_1}{dt} \pm M \frac{di_2}{dt}$$

$$e = L_2 \frac{di_2}{dt} \pm M \frac{di_1}{dt}$$

d'où on tirera successivement :

$$\frac{di_1}{dt} = \frac{L_2 \pm M}{L_1\ L_2 \pm M^2} \cdot e$$

$$\frac{di_2}{dt} = \frac{L_1 \pm M}{L_1\ L_2 \pm M^2} \cdot e$$

$$i_1 = \frac{L_2 \pm M}{L_1\ L_2 \pm M^2} \int e dt$$

$$i_2 = \frac{L_1 \pm M}{L_1\ L_2 \pm M^2} \int e dt$$

Comme :

$$i = i_1 + i_2$$

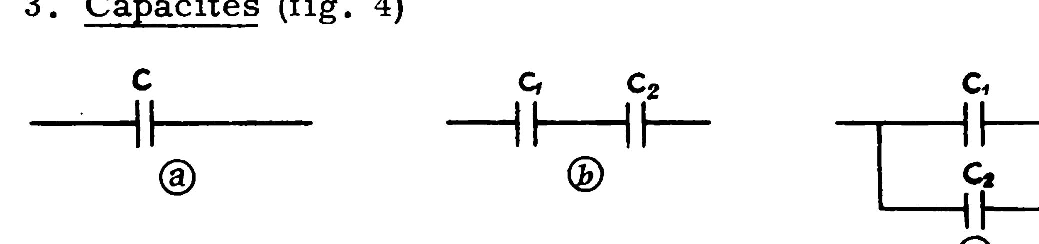
$$i = \frac{1}{L} \int idt$$

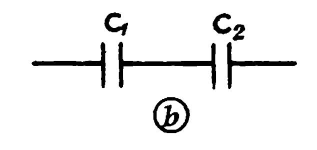
$$L = \frac{L_1 L_2 \pm M}{L_1 + L_2 \pm 2 M}$$

qui est la self équivalente du circuit considéré,

$$Z = j \omega \frac{L_1 L_2 \pm M}{L_1 + L_2 \pm 2 M}$$

3. Capacités (fig. 4)





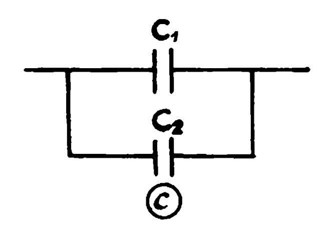


Fig. 4.

a) $i = C \frac{de}{dt}$ $\qquad e = \frac{1}{C} \int idt$ $\qquad Z = \frac{1}{jC\omega}$

b) Série.

$$e = \frac{1}{C_1} \int i_1 \, dt + \frac{1}{C_2} \int i_2 \, dt$$

$$i_1 = i_2 = i$$

$$e = \frac{1}{C} \int idt = \left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right) \int idt$$

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}$$

$$Z = \frac{1}{j\omega}\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2}\right)$$

c) Parallèle.

$$i_1 = C_1 \frac{de}{dt}$$

$$i_2 = C_2 \frac{de}{dt}$$

$$i_1 = i_2$$

$$i = C \frac{de}{dt} \quad \text{et} \quad C = C_1 + C_2$$

$$Z = \frac{1}{j\omega\left(C_1 + C_2\right)}$$

A titre d'exercices, nous recommandons aux élèves d'établir les impédances suivantes en cherchant dans chaque cas le module et l'argument de l'expression complexe obtenue :

1. RL série
   RL parallèle.
   Etablir l'équivalence possible entre un circuit RL série et un circuit RL parallèle.

2. RC série
   RC parallèle.
   Equivalence.

3. LC série
   LC parallèle.
   Etudier les variations du module et de l'argument en fonction de ω.

4. RLC série
   RLC parallèle.
   Etudier les variations de $\overline{Z}$ et φ en fonction de ω.

Notion de filtre

Dans le cas général nous avons vu que Z est une fonction complexe de ω :

$$Z = f\,(\omega)$$

Considérons un circuit électrique (fig. 5) placé entre 4 points AB et CD (a). Si nous appliquons entre A et B une tension e_0, entre C et D il apparaîtra une tension e_s. Si Z_0 est l'impédance vue de AB et Z_s l'impédance vue de BC (b) et si le circuit ne contient aucun élément actif (sources, lampes électroniques, etc.), on peut dans une première approximation assimiler le circuit (a) au circuit (c). Dans ces conditions :

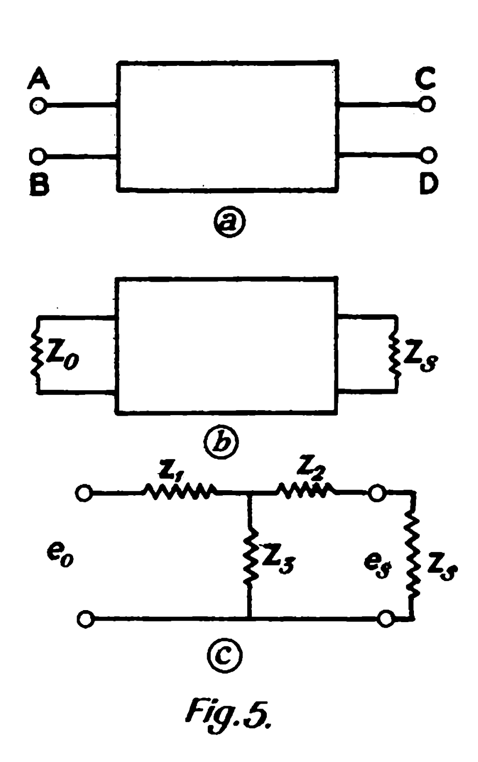


Fig.5.

$$e_s = e_0 \frac{Z_3 \, Z_s}{(Z_1 + Z_3)(Z_2 + Z_s) + Z_2 Z_3}$$

ou :

$$e_s = e_0 \, f(\omega)$$

La fonction de transfert est la fonction sans dimensions:

$$f(\omega) = \frac{Z_3 \, Z_s}{(Z_1 + Z_3)(Z_2 + Z_s) + Z_2 Z_3}$$

La tension e_s ne sera donc pas égale à la tension e_0 multipliée par une constante. $f(\omega)$ peut avoir une loi de variation quelconque; le rapport $\frac{e_s}{e_0}$ peut donc tendre vers l'infini ou s'annuler pour certaines valeurs de ω ; ainsi, certaines fréquences sont transmises plus facilement que d'autres; nous dirons que nous sommes en présence d'un filtre.

Les filtres peuvent être de différents types.

a) Filtre passe-bas (fig. 6 a)

C'est un filtre qui arrête ou atténue fortement les fréquences supérieures à une fréquence donnée f_0.

Exemple d'un filtre élémentaire passe-bas :

$$e_s = \frac{\frac{1}{jC\omega}}{R + \frac{1}{jC\omega}} \, e_0$$

$$\omega = 0 \qquad \frac{e_s}{e_0} = 1$$

$$\omega \rightarrow \infty \qquad \frac{e_s}{e_0} \rightarrow 0$$

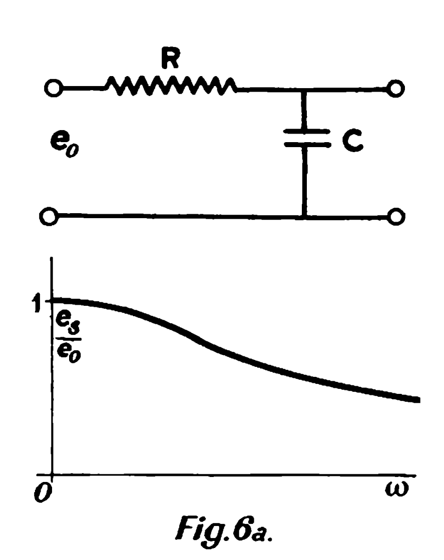


Fig.6a.

b) <u>Filtre passe-haut</u> (fig. 6 b)

Il atténue les fréquences inférieures à f_0.

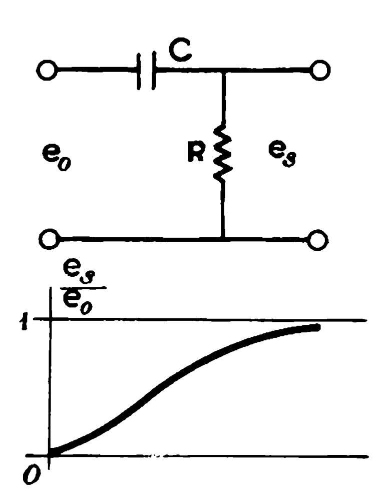
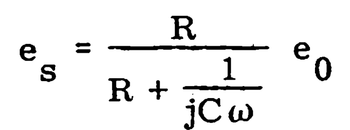


Fig.6b.



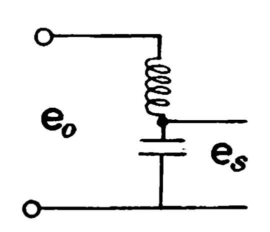
$$e_s = \frac{R}{R + \frac{1}{jC\omega}} \, e_0$$

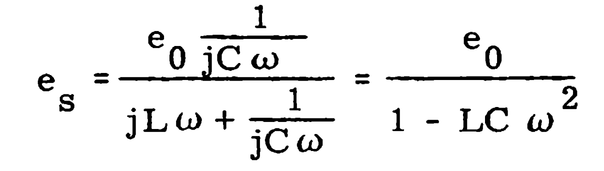
$$\omega = 0 \qquad \frac{e_s}{e_0} = 0$$

$$\omega \rightarrow \infty \qquad \frac{e_s}{e_0} \rightarrow 1$$

c) <u>Filtre passe-bande</u> (fig. 6 c)

Il atténue les fréquences $f < f_1$ $\quad f > f_2$.





$$e_s = \frac{e_0 \frac{1}{jC\omega}}{jL\omega + \frac{1}{jC\omega}} = \frac{e_0}{1 - LC\,\omega^2}$$

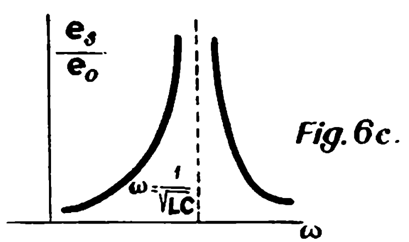


Fig.6c.

d) <u>Filtre coupe-bande</u> (fig. 6 d)

Il atténue les fréquences $f > f_1$ $\quad f < f_1$.

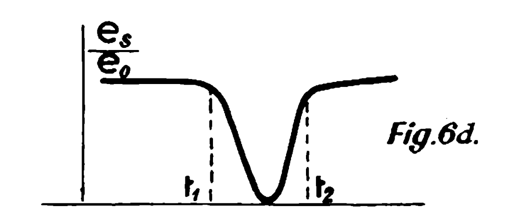


Fig.6d.

Les filtres idéaux ont pour réponse les courbes de la figure 7.

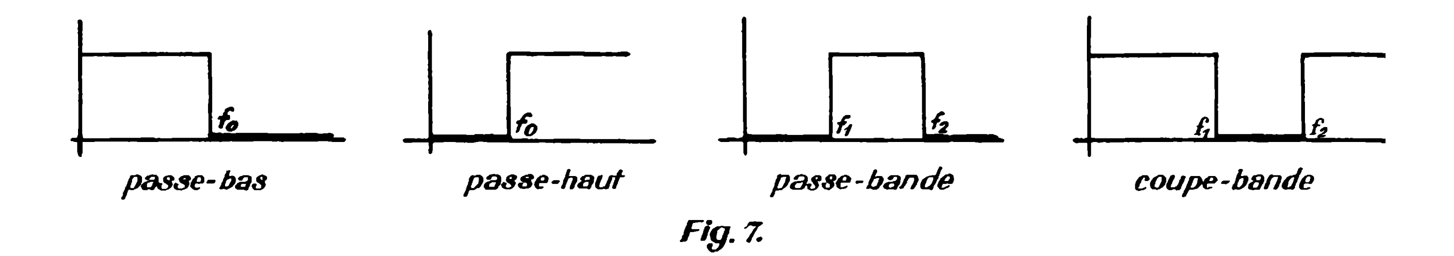


Fig. 7.

Dans les filtres réels il n'y a pas une coupure brusque en fonction de la fréquence. On définit alors comme fréquence de coupure la fréquence pour laquelle :

$$\frac{e_s}{e_0} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

Par exemple pour le filtre (a) :

$$\left|\frac{e_s}{e_0}\right| = \frac{1}{\sqrt{1 + R^2 E^2 \omega^2}}$$

$$\frac{1}{\sqrt{R^2 C^2 \omega^2 + 1}} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

donne :

$$R C \omega = 1$$

fréquence de coupure :

$$f_0 = \frac{1}{2 \pi RC}$$

Pour le filtre (b) de même :

$$f_0 = \frac{1}{2 \pi RC}$$

etc.

On appellera bande passante la bande de fréquences qui donne :

$$\frac{e_s}{e_0} > \frac{1}{\sqrt{2}}$$

CHAPITRE II

CIRCUITS ELECTRIQUES

GENERALISATION DE LA LOI D'OHM

Définition

Dans les circuits électriques, on distinguera deux types d'éléments :

- Les éléments passifs, RLC;
- Les éléments actifs, sources de tension, de courant, lampes électroniques, etc.

On appelle bornes les extrémités d'un élément du circuit.

Les points de jonction de deux ou plusieurs bornes constituent un nœud. Le nœud est simple lorsqu'il est le point de jonction de deux éléments, et composé lorsqu'il est le point de jonction de plus de deux éléments.

Les éléments en série d'un circuit dont aucun des nœuds n'est composé constituent une branche de circuit.

Tout ensemble de branches constitue une maille.

Deux parties d'un circuit sont dites séparables lorsqu'elles sont couplées par inductance mutuelle.

Un quelconque des nœuds du circuit pris arbitrairement peut constituer un nœud de référence.

Un couple de nœuds formé par un nœud de référence et un nœud quelconque constitue un couple de nœuds indépendants.

On calcule les courants et les tensions en différents points d'un réseau par application des lois de Kirchhoff.

Première loi de Kirchhoff

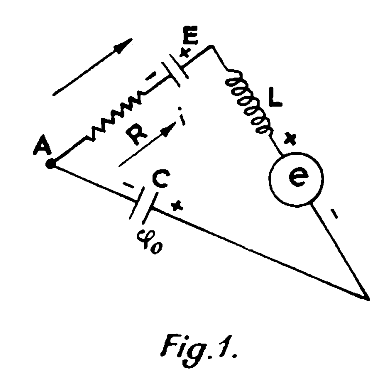


Fig.1.

La chute de tension totale dans une maille est nulle :

$$\sum e = 0$$

Pour appliquer cette loi à une maille, on choisira arbitrairement un sens de déplacement et on écrira la somme algébrique des tensions aux bornes de chaque élément. Pour le circuit de la figure 1, nous aurons :

$$Ri - E + L\frac{di}{dt} + e + \frac{1}{C}\int idt + \frac{Q_0}{C} = 0$$

Deuxième loi de Kirchhoff

En un nœud quelconque la somme des courants instantanés est nulle :

$$\sum i = 0$$

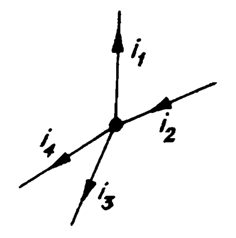


Fig.2.

Chacun des courants aboutissant au nœud sera affecté d'un signe.

Par exemple, les courants se dirigeant vers le nœud seront affectés du signe + et ceux qui s'en éloignent du signe -. Le choix de la convention est arbitraire. Pour le nœud de la figure 2 :

$$-i_1 + i_2 - i_3 - i_4 = 0$$

SYMBOLES ET COMPORTEMENT DES ELEMENTS DE CIRCUITS

a) Eléments passifs

Résistance —ww— R.

$$e_r(t) = R\, i_r(t)$$

$$i_r(t) = G\, e_r(t)$$

Dans de nombreux ouvrages, une résistance est symbolisée par —⊓⊔⊓— désignant une résistance pure sans self et sans capacité réparties.

Le symbole —ʌʌʌʌ— désigne une impédance; on la représente également par le symbole ——▭—— .

Self —ɱɱɱ— L.

$$e_L = L \frac{di_L}{dt}$$

$$i_L = \Gamma \int_0^t e_L \, dt + i_0$$

avec : $\Gamma = \frac{1}{L}$, i_0 valeur initiale du courant.

Capacité —| |— C.

$$i_c = C \frac{de_c}{dt}$$

$$e_s = S \int_0^t i_c \, dt + e_0$$

avec : $S = \frac{1}{C}$, e_0 tension initiale.

b) Eléments actifs

Ce sont les générateurs de courant ou de tension.

Source de tension (fig. 3 a)

r résistance (ou impédance) intérieure nulle, admittance infinie.

Source de courant (fig. 3 b)

Résistance (ou impédance) intérieure infinie.

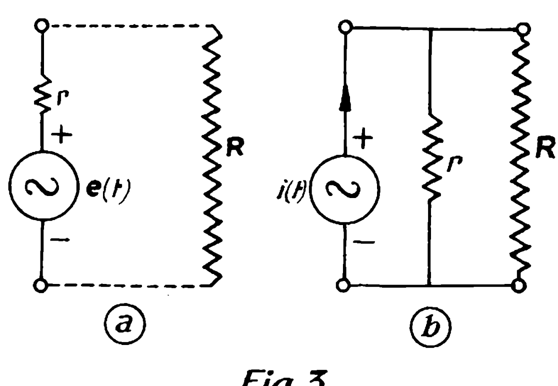


Fig. 3.

Souvent, dans les calculs des circuits, on a intérêt à remplacer une source de tension par une source de courant ou inversement.

Cette substitution n'est possible que si les deux sources sont équivalentes. Ceci a lieu dans le cas où, chacune des sources étant fermée sur une résistance R, le courant qui traverse R est le même. On voit que les deux circuits de la figure 3 sont équivalents si :

$$i\,(t) = \frac{e\,(t)}{r + R}$$

Lorsqu'on se trouve en présence d'un réseau à calculer, on doit chercher à appliquer la loi de Kirchhoff qui mène au minimum possible d'équations. Il existe des règles permettant de déterminer le nombre d'équations suivant qu'on applique l'une ou l'autre loi. Il sera souvent intéressant de remplacer un circuit à mailles par un circuit équivalent à nœuds. Un cas important de cette substitution est celui où le réseau présente deux parties séparables.

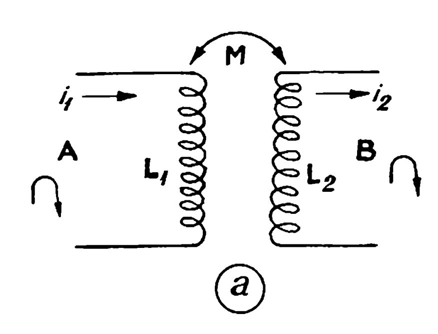


Fig. 4.

Considérons les circuits A et B (fig. 4 a) couplés par l'inductance mutuelle M. A ce circuit équivaut le circuit de la figure 4 b ; en effet :

(a)
$$\begin{cases} e_A = L_1 \dfrac{di_1}{dt} \pm M \dfrac{di_2}{dt} \\[2ex] e_B = \pm M \dfrac{di_1}{dt} + L_2 \dfrac{di_2}{dt} \end{cases}$$

(b)
$$\begin{cases} e'_A = \left(L'_1 + L'_3 \right) \dfrac{di_1}{dt} - L'_3 \dfrac{di_2}{dt} \\[2ex] e'_B = - L'_3 \dfrac{di_1}{dt} + \left(L'_2 + L'_3 \right) \dfrac{di_2}{dt} \end{cases}$$

Si les deux circuits sont équivalents :

$$e_A = e'_A \qquad \text{et} \qquad e_B = e'_B$$

On en déduit :

$$\begin{cases} L'_1 = L_1 \pm M \\ L'_2 = L_2 \pm M \\ L'_3 = \pm M \end{cases}$$

1. Exemple $\sum e = 0$. Opérateurs Z (fig. 5)

$Q_1 - Q_2 - Q_{12}$

charges initiales de $C_1 - C_2 - C_3$.

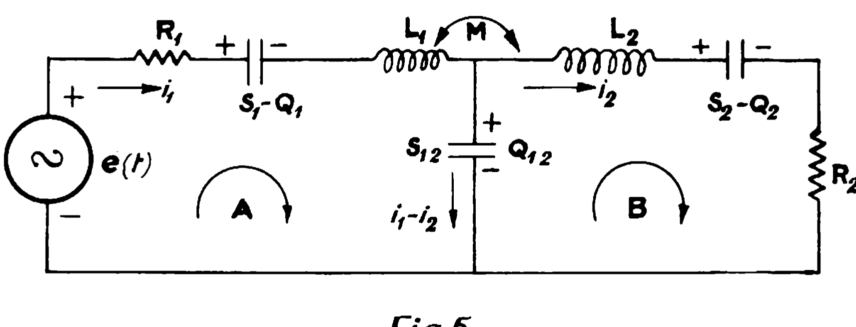


Fig.5.

Ayant choisi un sens de déplacement, l'application de la loi de Kirchhoff permettra d'écrire :

Maille A :

$$e(t) = R_1 i_1 + S_1 \int_0^t i_1 \, dt + S_1 Q_1 + L_1 \frac{di_1}{dt}$$

$$+ S_{12} \int_0^t i_1 \, dt + Q_{12} S_{12} - S_{12} i_2 \pm M \frac{di_2}{dt}$$

Maille B :

$$0 = - S_{12} \int_0^t i_1 \, dt - S_{12} Q_{12} \pm M \frac{di_1}{dt}$$

$$+ S_{12} \int_0^t i_2 \, dt + S_2 \int_0^t i_2 \, dt + L_2 \frac{di_2}{dt} + R_2 i_2$$

Afin de simplifier l'écriture, on peut mettre ces équations sous la forme :

$$e(t) - e_1(0) = \left[R_1 + (S_1 + S_{12}) \int_0^t dt + L_1 \frac{d}{dt} \right] i_1 - \left[S_{12} \int_0^t dt \pm M \frac{d}{dt} \right] i_2$$

$$- e_2(0) = - \left[S_{12} \int_0^t dt \pm M \frac{d}{dt} \right] i_1 + \left[R_2 + (S_2 + S_{12}) \int_0^t dt + L_2 \frac{d}{dt} \right] i_2$$

$e_1(0)$, $e_2(0)$ valeurs initiales des tensions.

Les expressions entre crochets qui ont la dimension d'une impédance sont considérées comme des opérateurs. Il est bien entendu que ceci n'est qu'une simple convention d'écriture. Les i multiplient les résistances et entrent sous le signe d'intégration ou de dérivation. Cette notation se rapproche de celle à laquelle on arrive dans la transformation de Laplace, très utilisée en électricité (voir calcul opérationnel de Heavyside).

Finalement, les équations pourront s'écrire sous la forme simple :

$$\left| \begin{aligned} e(t) - e_1(0) &= Z_{11} i_1 + Z_{12} i_2 \\ - e_2(0) &= Z_{21} i_1 + Z_{22} i_2 \end{aligned} \right.$$

avec :

$$\left\{ \begin{aligned} Z_{11} &= R_1 + \left(S_1 + S_{12}\right) \int_0^t dt + L_1 \frac{d}{dt} \\ Z_{12} &= - \left[S_{12} \int_0^t dt \pm M \frac{d}{dt} \right] = Z_{21} \\ Z_{22} &= R_2 + \left(S_2 + S_{12}\right) \int_0^t dt + L_2 \frac{d}{dt} \end{aligned} \right.$$

On remarquera que $Z_{12} = Z_{21}$; ceci est vrai si le circuit ne renferme pas des éléments non linéaires tels que les lampes électroniques. En régime sinusoïdal permanent, les opérateurs Z deviendront :

$$Z_{11} = R_1 + \frac{1}{j\omega}\left(\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_{12}}\right) + j\, L_1 \omega$$

$$Z_{12} = Z_{21} = - \frac{1}{jC_{12}\omega} \pm jM\omega$$

$$Z_{21} = R_2 + \frac{1}{j\omega}\left(\frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_{12}}\right) + j\, L_2 \omega$$

A titre d'exercice, les élèves peuvent généraliser ces équations à n mailles linéaires. On obtiendrait alors :

$$e_j(t) - e_j(0) = \sum_1^n Z_{jk}\, i_j(t)$$

avec :

$$Z_{jk} = Z_{kj}.$$

2. Exemple $\sum i = 0$. Opérateurs Y (fig. 6)

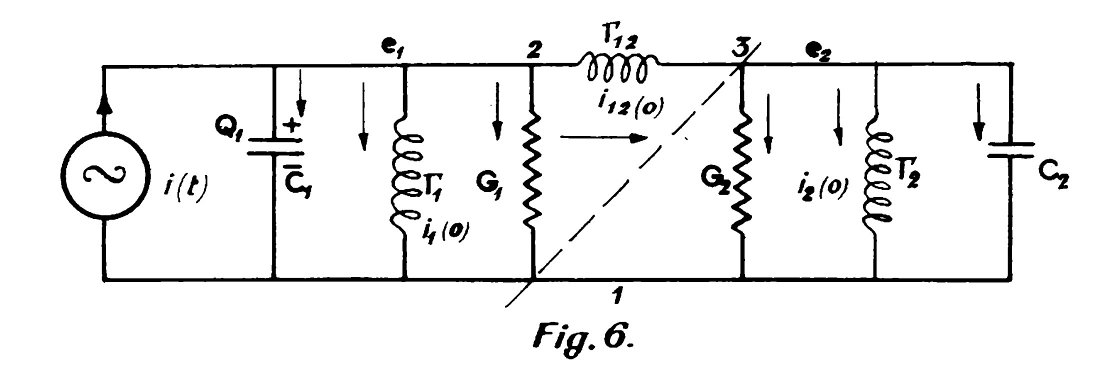


Fig. 6.

Le circuit comprend trois nœuds : un nœud de référence : 1, et deux couples de nœuds indépendants : 1-2, 1-3.

Ici, l'application de la loi $\sum e = 0$ mènerait à six équations linéaires à six inconnues. L'application de la deuxième loi donnera :

Nœuds (1-2)

$$i(t) = C_1 \frac{de_1}{dt} + \Gamma_1 \int_0^t e_1\, dt + i_1(0)$$

$$+ G_1 e_1 + \Gamma_{12} \int_0^t \left(e_1 - e_2 \right) dt + i_{12}(0)$$

Nœuds (2-3)

$$0 = - \Gamma_{12} \int_0^t \left(e_1 - e_2 \right) dt + i_{12}(0)$$

$$+ G_2 i_2 + \Gamma_2 \int_0^t e_2\, dt + C_2 \frac{de_2}{dt}$$

Ces équations s'écriront :

$$i(t) - i'_1(0) = \left[G_1 + \Gamma_1 \int_0^t dt + \Gamma_{12} \int_0^t dt + C_1 \frac{d}{dt}\right] e_1 - \left[\Gamma_{12} \int_0^t dt\right] e_2$$

$$- i'_2(0) = -\left[\Gamma_{12} \int_0^t dt\right] e_1 + \left[G_2 + (\Gamma_2 + \Gamma_{12}) \int_0^t dt + C_2 \frac{d}{dt}\right] e_2$$

ou en introduisant les opérateurs Y :

$$\left| \begin{aligned} i(t) - i_1(0) &= Y_{11} e_1 + Y_{12} e_2 \\ - i_2(0) &= Y_{21} e_1 + Y_{22} e_2 \end{aligned} \right.$$

Ici encore $Y_{12} = Y_{21}$, le circuit ne renfermant que des éléments linéaires.

$i'_1(0)$ et $i'_2(0)$ sommes des valeurs initiales des courants.

Généraliser à n nœuds :

$$i_j(t) = \sum_1^n Y_{jk} e_j(t)$$

avec $Y_{jk} = Y_{kj}$.

3. Exemple d'application à un circuit renfermant un élément non linéaire, une triode

Nous sommes obligés ici d'anticiper sur le cours et d'admettre quelques propriétés d'une lampe triode. Une triode a trois électrodes, la cathode K, la grille G, la plaque P (fig. 7).

Ces électrodes sont portées à des potentiels différents; elles constituent donc trois capacités : C_{gk}, C_{pk}, C_{pg}.

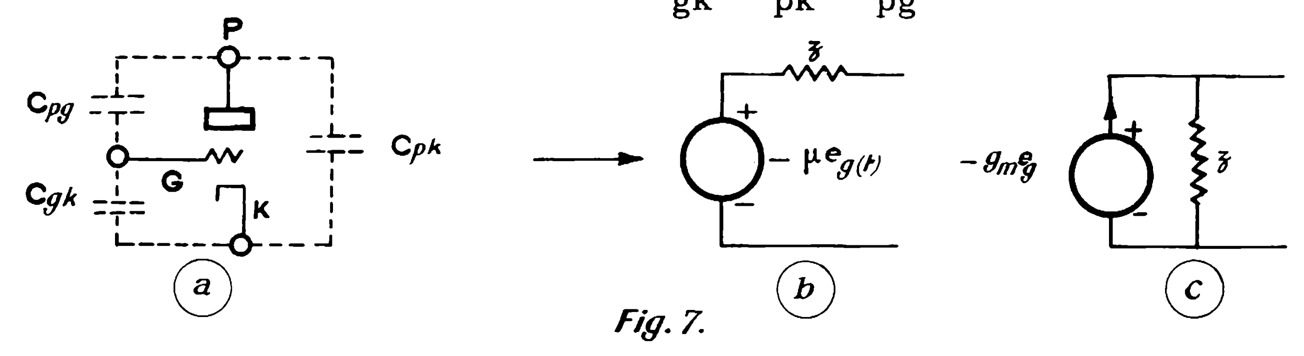


Fig. 7.

Si e_g est la tension (variable) appliquée à la grille, on démontre que la lampe équivaut à une source de tension de force électromotrice :

$$- \mu e_g$$

μ étant le coefficient d'amplification sans dimensions. L'impédance intérieure sera z (fig. 7 b). A cette source de tension équivaut une source de courant débitant un courant $- g_m e_g$ (fig. 7 c).

g_m, pente ou transconductance mutuelle, a pour dimension l'inverse d'une résistance $\left(g_m = R^{-1} \right)$.

Entre μ, g_m et z il existe la relation :

$$\mu = g_m . z$$

Considérons le circuit de la triode (fig. 8), dans laquelle nous avons établi une liaison plaque-grille $G_{1\,2}$. La triode débite dans Z_2.

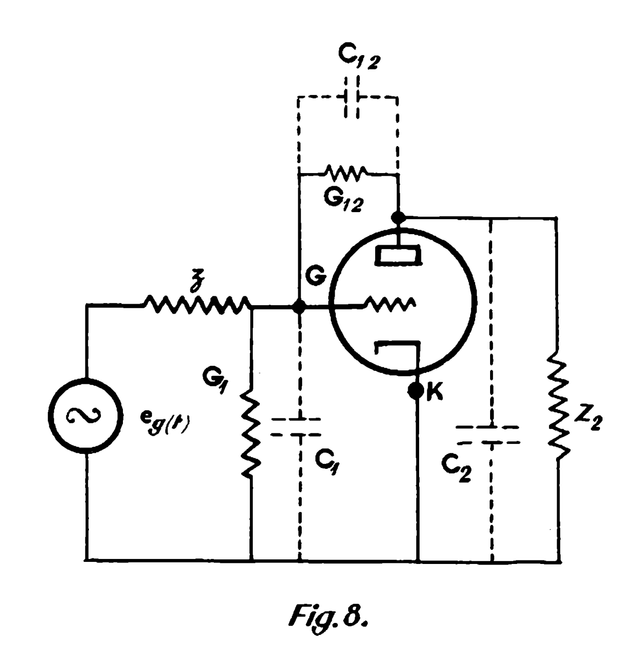
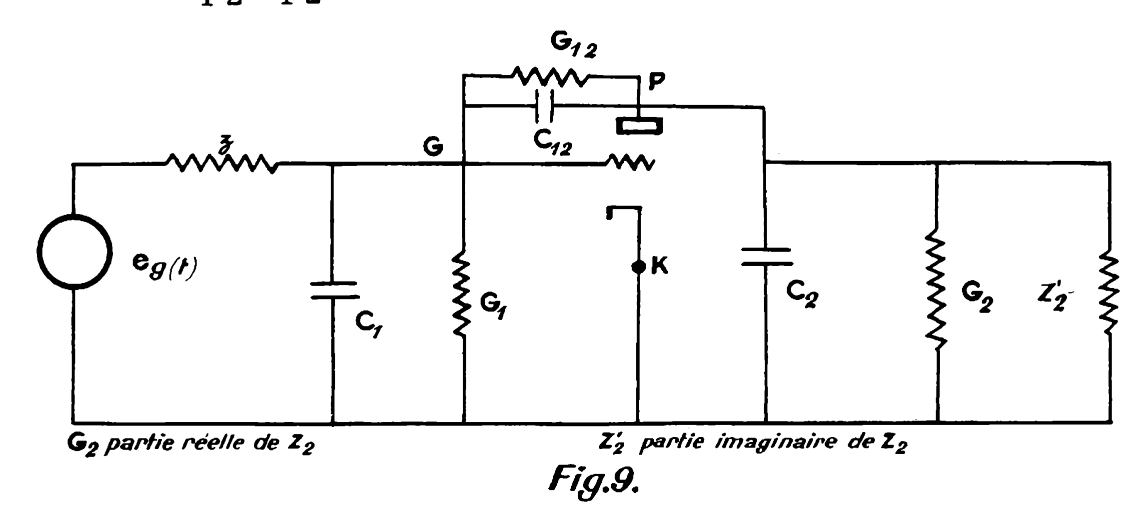


Fig. 8.

Une première transformation donnera le circuit de la figure 9.

Nous pouvons remplacer la lampe par la source de courant équivalente; nous aurons le schéma de la figure 10, dans lequel nous trouvons deux parties distinctes reliées par $G_{1\,2} C_{1\,2}$.



G_2 partie réelle de Z_2 $\qquad$ Z_2' partie imaginaire de Z_2

Fig. 9.

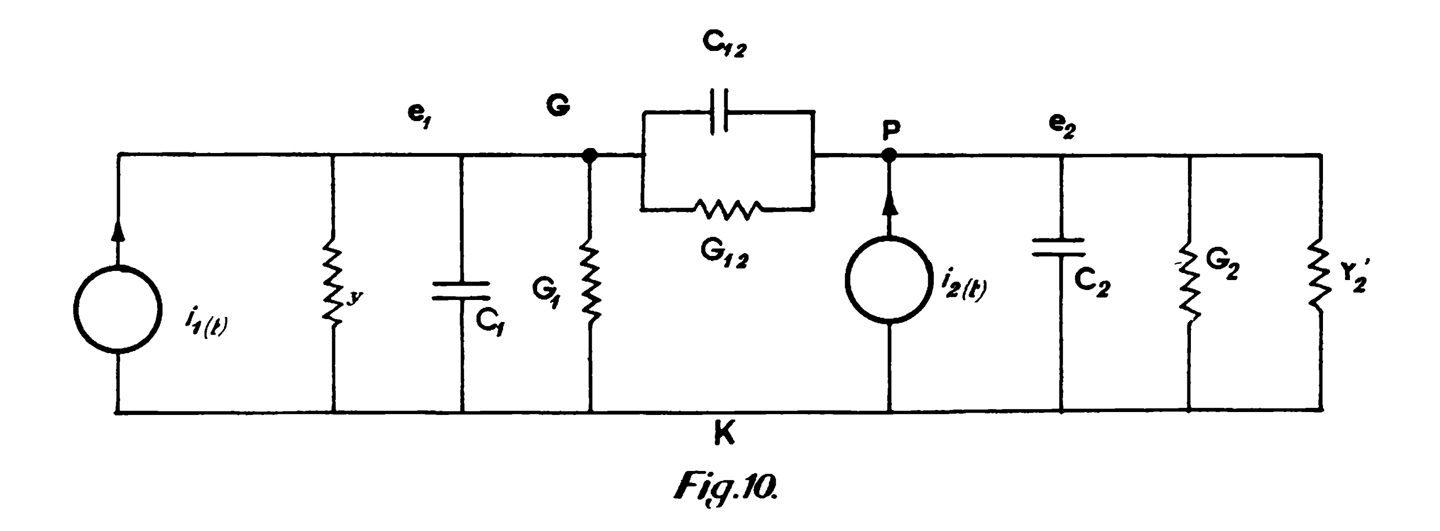


Fig.10.

La source de courant aura un débit :

$$i_2 = - g_m e_g$$

Nous remplaçons également la source d'excitation grille par la source de courant équivalente i_1 (t) .

Nous arrivons ainsi à un circuit à deux nœuds :

$$i_1(t) = y\, e_1 + C_1 \frac{de_1}{dt} + G_1 e_1 + C_{12} \frac{d}{dt}\left(e_1 - e_2\right) + G_{12}\left(e_1 - e_2\right)$$

$$i_2(t) = Y_2' e_2 + G_2 e_2 + C_2 e_2 - C_{12} \frac{d}{dt}\left(e_1 - e_2\right) - G_{12}\left(e_1 - e_2\right)$$

Pour simplifier, nous avons supposé toutes les conditions initiales nulles. Ces équations s'écriront :

$$i_1(t) = \left[y + C_1 \frac{d}{dt} + G_1 + G_{12} + G_{12} \frac{d}{dt}\right] e_1 - \left(C_{12} \frac{d}{dt} + G_{12}\right) e_2$$

$$- g_m e_1(t) = - \left[C_{12} \frac{d}{dt} + G_{12}\right] e_1$$

$$+ \left[G_2 + Y_2' + G_{12} + \left(C_2 + C_{12}\right) \frac{d}{dt}\right] e_2$$

ou encore :

$$\left|\begin{array}{l} i_1(t) = Y_{11} e_1 + Y_{12} e_2 \\ \quad 0 = Y_{21} e_1 + Y_{22} e_2 \end{array}\right.$$

mais ici :

$$Y_{12} = -\left(C_{12}\frac{d}{dt} + G_{12}\right)$$

$$Y_{21} = -\left(C_{12}\frac{d}{dt} + G_{12}\right) + \boxed{g_m}$$

$$Y_{12} \neq Y_{21}$$

La généralisation donnera :

$$i_j(t) = \sum_{1}^{n} Y_{jk}\, e_j(t)$$

avec $Y_{jk} \neq Y_{kj}$.

TRANSFORMATION DES CIRCUITS

Théorème de Thévenin

Considérons le circuit de la figure 11 a; on peut remplacer ce circuit par son équivalent, figure 11 b.

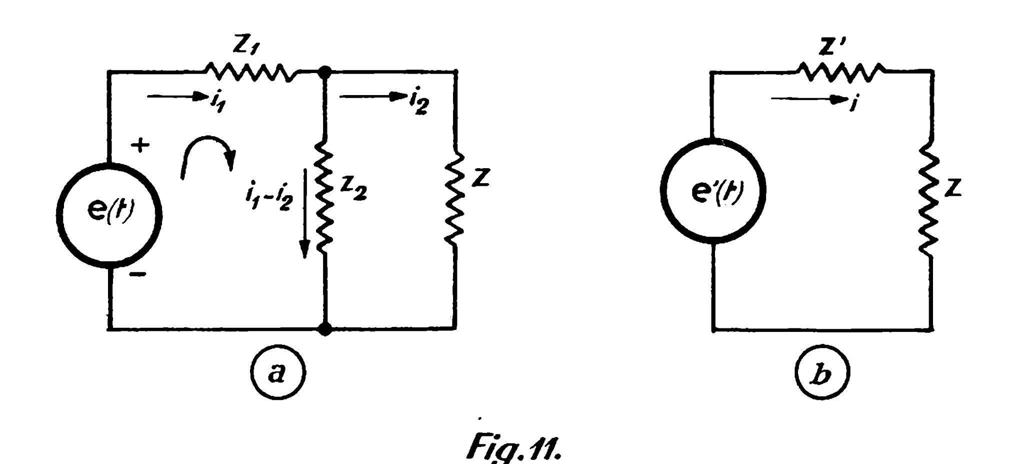


Fig. 11.

Si :

$$Z' = \frac{Z_1\, Z_2}{Z_1 + Z_2} = pZ_1$$

et :

$$e'(t) = p\, e(t)$$

avec :

$$p = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2}$$

En effet, l'application de la loi $\sum e = 0$ au circuit (a) donne :

$$\left| \begin{array}{l} e\,(t) = \left(Z_1 + Z_2\right) i_1 - Z_2\, i_2 \\ 0 = - Z_2\, i_1 + \left(Z + Z_2\right) i_2 \end{array} \right.$$

d'où :

$$i_2 = \frac{Z_2\, e\,(t)}{Z_1\, Z + Z_2\, Z + Z_1\, Z_2}\; e\,(t)$$

que nous pouvons mettre sous la forme :

$$i_2 = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2}\; e\,(t)\; \frac{1}{Z + \dfrac{Z_1\, Z_2}{Z_1 + Z_2}}$$

Dans le circuit (b) :

$$i = \frac{e'\,(t)}{Z + Z'}$$

Si les deux circuits sont équivalents :

$$i_2 = i$$

$$\frac{e'\,(t)}{Z + Z'} = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2}\; e\,(t)\; \frac{1}{Z + \dfrac{Z_1\, Z_2}{Z_1 + Z_2}}$$

d'où :

$$\left| \begin{array}{l} e'\,(t) = \dfrac{Z_2}{Z_1 + Z_2}\; e\,(t) \\ Z' = \dfrac{Z_1\, Z_2}{Z_1 + Z_2} \end{array} \right.$$

Cette transformation est très utile dans l'étude des circuits de lampes. En effet, nous avons dit qu'à une triode correspond une source de tension de force électromotrice $-\mu\, e_g$ et de résistance intérieure r_p. Si la triode est chargée par une impédance Z_L, le circuit équivalent est celui de la figure 12.

Si on met en parallèle sur Z_L une impédance Z (couplage de deux étages amplificateurs), on est ramené au circuit de la figure 11 b qui sera transformée en 11 a.

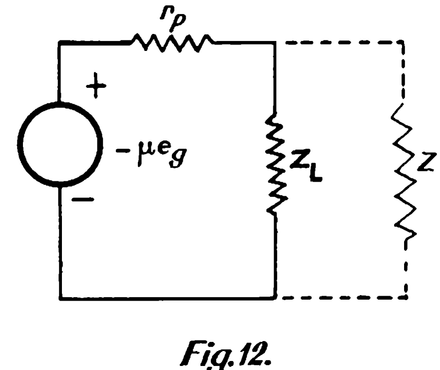


Fig. 12.

Deux théorèmes utiles dans l'analyse des circuits

1. Soit un circuit dans lequel n impédances Z_1, Z_2 ... Z_n aboutissent en un même point M'. La tension entre le point M' et un point M est :

$$E_{M'M} = \frac{\sum_1^n E_{kM}\, Y_k}{\sum_1^n Y_k}$$

où $Y_k = \frac{1}{Z_k}$, E_{kM} différence de potentiel entre M et l'extrémité libre de Z_k.

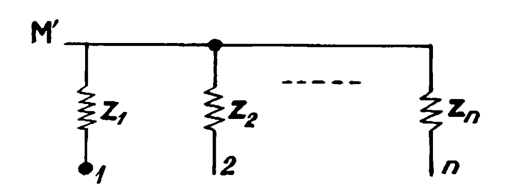


Fig. 13.

En effet :

$$E_{M'M} = E_{M'1} + E_{1M}$$

$$E_{M'M} = E_{M'n} + E_{1n}$$

et :

$$E'_{Mk} = Z_k\, I_k$$

Donc :

$$E_{M'M} = E_{kM} + Z_k\, I_k$$

$$I_k = \frac{E_{M'M}}{Z_k} - \frac{E_{kM}}{Z_k} = E_{MM'}\, Y_k - E_{kM}\, Y_k$$

et :

$$\sum I_k = E_{MM'} \sum Y_k - \sum E_{kM} Y_k$$

ou au nœud M', $\sum I_k = 0$; on a donc bien :

$$E_{MM'} = \frac{\sum E_{kM} Y_k}{\sum Y_k}$$

2. Dans un circuit linéaire, la tension entre deux points M et M' est le produit du courant traversant un court-circuit placé entre M et M' par l'impédance Z vue de ces points.

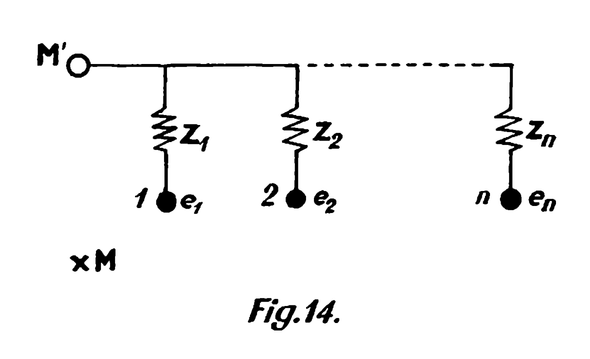


Fig.14.

Considérons le circuit de la figure 1 comportant n impédances $Z_1, Z_2 \ldots Z_n$. Soient $e_1, e_2 \ldots e_n$, les tensions respectivement entre M et 1, 2 ... n.

Si nous court-circuitons MM', chacune des sources $e_1, e_2 \ldots e_n$ va débiter un courant :

$$I_k = \frac{E_k}{Z_k} = E_k Y_k$$

Les impédances des sources étant considérées comme nulles (en cas contraire ces impédances sont intégrées dans les Z), l'admittance vue de MM' est :

$$Y = Y_1 + Y_2 + \ldots + Y_n = \sum Y_k = \frac{1}{Z}$$

D'après le théorème énoncé, on doit avoir :

$$E_{M'M} = \left(\sum I_k \right) . Z = \frac{\sum E_k Y_k}{\sum Y_k}$$

et l'on retrouve le résultat établi dans le théorème précédent.

Exemple d'application

Numérotons chacune des extrémités des impédances, opposées au point M'; on obtient le tableau ci-après.

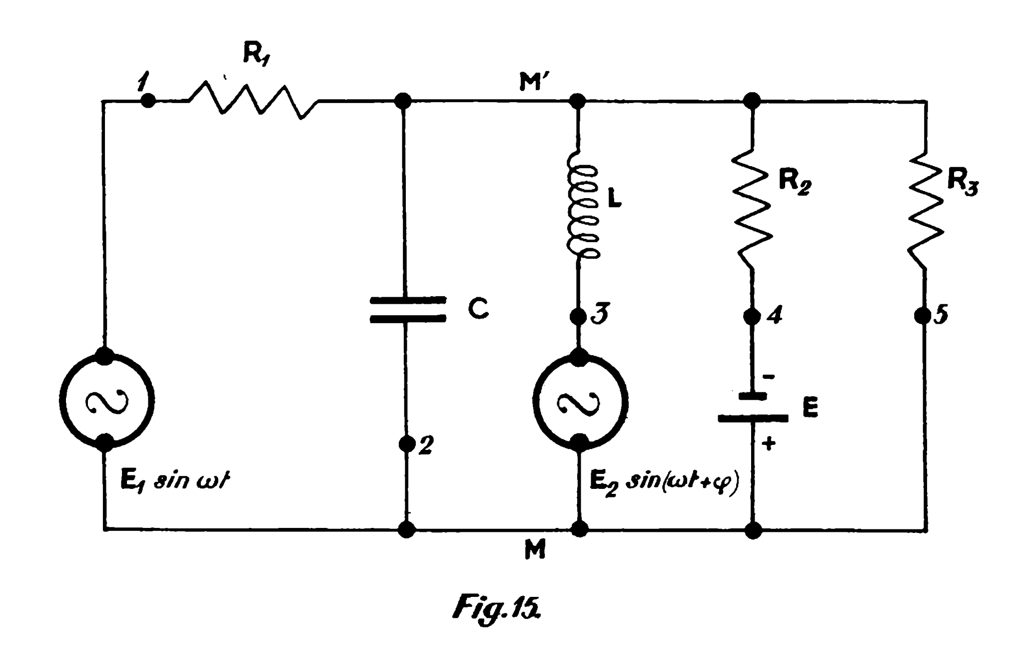


Fig.15.

$E_{M_1} = E_1 \sin \omega t$	$Z_1 = R_1$	$Y_1 = \frac{1}{R_1}$
$E_{M_2} = 0$	$Z_2 = \frac{1}{jC\omega}$	$Y_2 = jC\omega$
$E_{M_3} = E_2 \sin(\omega t + \varphi)$	$Z_3 = jL\omega$	$Y_3 = \frac{1}{jL\omega} = -j\frac{1}{L\omega}$
$E_{M_4} = -E$	$Z_4 = R_2$	$Y_4 = \frac{1}{R_2}$
$E_{M_5} = 0$	$Z_5 = R_3$	$Y_5 = \frac{1}{R_3}$

Nous aurons donc, par simple application du théorème :

$$E_{M'M} = \frac{\frac{E_1 \sin \omega t}{R_1} - j\frac{E_2 \sin(\omega t + \varphi)}{L\omega} - \frac{E}{R_2}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3} + j\left(C\omega - \frac{1}{L\omega}\right)}$$

L'application directe de la loi de Kirchhoff conduirait à des calculs beaucoup plus longs.

CHAPITRE III

CIRCUITS RC - RL - RLC

1. - REPONSE DES CIRCUITS RC EN REGIME SINUSOÏDAL PERMANENT

a) Circuit RC passe-haut

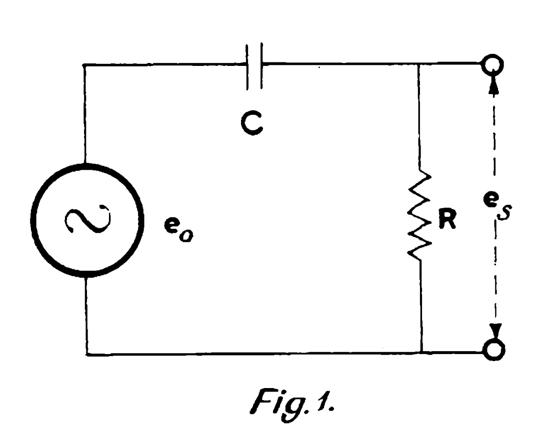


Fig. 1.

Le circuit de la figure 1 constitue un filtre. Il arrête, du fait de la capacité série, la composante continue éventuelle de e_0 et atténue les fréquences basses. Lorsque la fréquence de e_0 tend vers l'infini, l'impédance de la capacité C tend vers 0, d'où le nom de circuit ou filtre passe-haut.

Nous avons :

$$e_s = e_0 \frac{R}{R + \frac{1}{jC\omega}} \qquad (1)$$

Module ou amplitude :

$$\left.\begin{aligned} \bar{e}_s &= \bar{e}_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{RC\omega}\right)^2}} \\ \varphi &= \text{Arc tg} \frac{1}{RC\omega} \end{aligned}\right\} \qquad (2)$$

Phase :

Posons :

$$A = \left|\frac{e_s}{e_0}\right|$$

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{1}{RC\omega}\right)^2}}$$

Soit f_1 la fréquence pour laquelle :

$$R = \frac{1}{C\omega_1} = \frac{1}{2\pi Cf_1}$$

$f_1 = \frac{1}{2\pi RC}$ sera appelé fréquence de coupure. On aura :

$$\frac{1}{RC\omega} = \frac{2\pi f_1}{\omega} = \frac{2\pi f_1}{2\pi f} = \frac{f_1}{f}$$

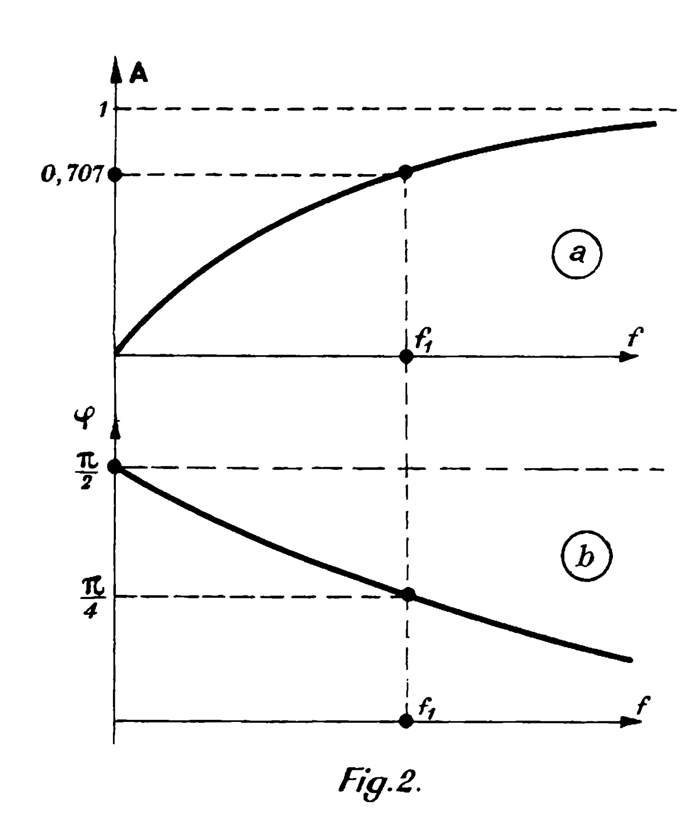


Fig.2.

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f_1}{f}\right)^2}} \qquad (3)$$

$$\varphi = \text{Arc tg } \frac{f_1}{f} \qquad (4)$$

Pour $f = f_1$, $A = \frac{1}{\sqrt{2}}$. La fréquence de coupure est celle pour laquelle le rapport de la tension de sortie à la tension d'entrée est égal à $\frac{1}{\sqrt{2}}$. Les courbes (a) et (b) de la figure 2 donnent respectivement les variations de A et de φ en fonction de la fréquence de e_0.

b) Circuit RC passe-bas (fig. 3)

Pour e_0 continu, l'impédance de C est infinie :

$$e_s = e_0$$

Lorsque la fréquence de e_0 augmente, cette impédance tend vers 0

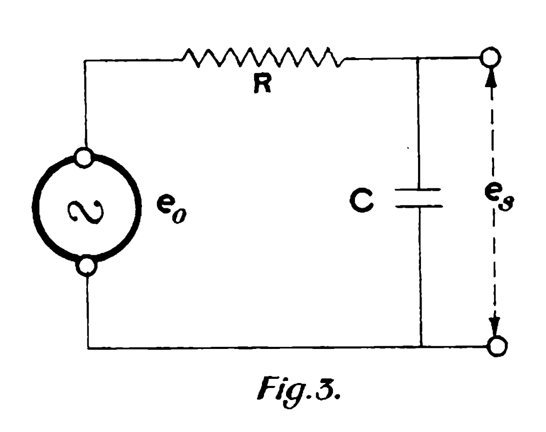


Fig.3.

ainsi que e_s. Le circuit atténue plus les fréquences élevées, d'où son nom de filtre passe-bas.

$$e_s = \frac{e_0}{1 + jRC\omega} \quad (5)$$

$$A = \frac{1}{\sqrt{1+R^2C^2\omega^2}} = \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{f}{f_1}\right)^2}} \quad (6)$$

$$\varphi = \text{Arc tg } RC\omega = \text{Arc tg } \frac{f}{f_1} \quad (7)$$

Les figures 4 a et 4 b donnent les variations de A et φ en fonction de la fréquence de e_0.

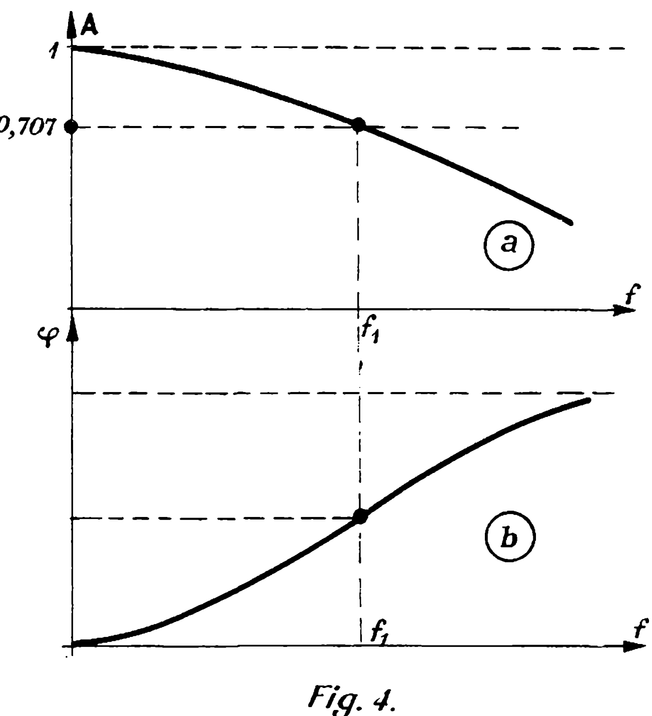


Fig. 4.

2. - REPONSE DES CIRCUITS RL EN REGIME SINUSOÏDAL PERMANENT

a) Circuit RL passe-haut (fig. 5)

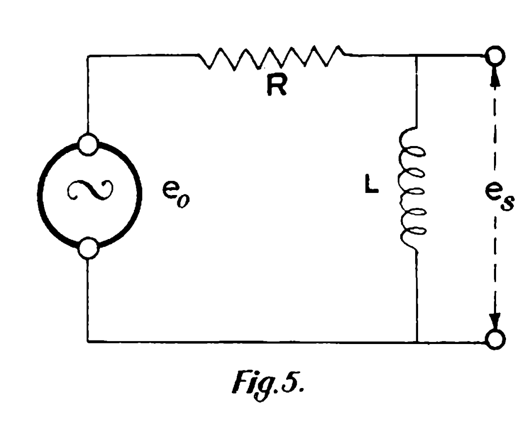


Fig.5.

$$e_s = e_0 \frac{jL\omega}{R + jL\omega} \quad (8)$$

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{R^2}{L^2\omega^2}}}$$

La fréquence de coupure sera définie ici par f_1 telle que l'impédance de la self soit égale à celle de la résistance. On aura :

$$R = 2\pi L f_1$$

d'où :

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f_1}{f}\right)^2}} \quad (9)$$

$$\varphi = \text{Arc tg}\,\frac{R}{L\omega} = \text{Arc tg}\,\frac{f_1}{f} \qquad (10)$$

Ces expressions sont identiques à celles que nous avons établies pour le circuit passe-haut RC.

La réponse du circuit sera identique à celle de la figure 2 a et au signe près à celle de la figure 2 b.

b) Circuit RL passe-bas (fig. 6)

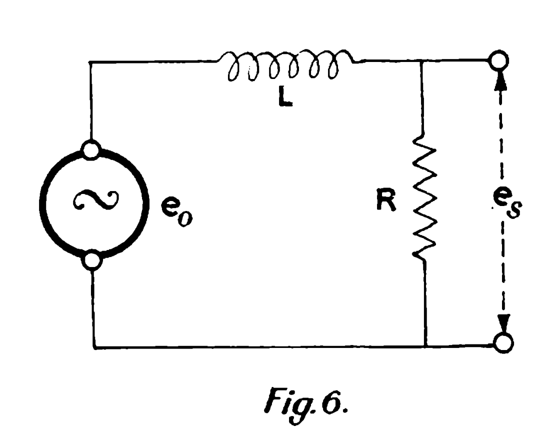


Fig. 6.

$$e_s = e_0\,\frac{R}{R + jL\omega} \qquad (11)$$

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{f}{f_1}\right)^2}} \qquad (12)$$

$$\varphi = \text{Arc tg}\,\frac{f}{f_1} \qquad (13)$$

Identique aux expressions trouvée pour le circuit passe-bas RC.

Réponse du circuit en fonction de la fréquence figure 4 a et b.

3. - SIGNAUX NON SINUSOÏDAUX

Dans les circuits électroniques, on rencontre souvent des tensions qui ont des formes autres que la sinusoïde. Lorsqu'il s'agit d'un régime périodique, il est toujours possible de décomposer la fonction en série de Fourier:

$$f(t) = B_0 + B_1 \cos\omega t + \ldots + B_n \cos n\omega t$$
$$+ A_1 \sin\omega t + \ldots + A_n \sin n\omega t$$

et d'étudier la réponse du circuit à l'aide de cette décomposition. Il est infiniment plus rapide de procéder à l'étude directe de la réponse des circuits. Les formes d'ondes rencontrées sont multiples; on peut cependant les ramener à un petit nombre. Les plus importantes sont :

a) La fonction unité

b) L'impulsion

c) La tension à variation exponentielle

d) La tension à variation linéaire en fonction du temps.

Définitions

a) Une tension unité est définie par une fonction :

$$e = F\left(t - t_0\right)$$

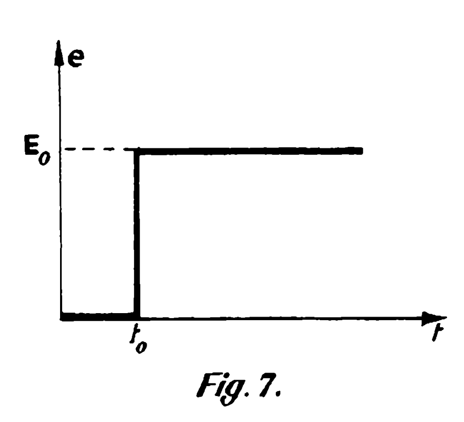


Fig. 7.

telle que :

$t \leqslant t_0 \quad e = 0 \qquad\qquad t \geqslant t_0 \quad e = 1$ ou E_0

La fonction unité peut être positive ou négative. Elle peut également avoir pour $t \leqslant t_0$ une valeur différente de 0.

b) Une impulsion est la somme algébrique de deux fonctions unité de signes contraires, décalées l'une par rapport à l'autre dans le temps :

$$I = F\left(t - t_0\right) - F\left(t - t_1\right)$$

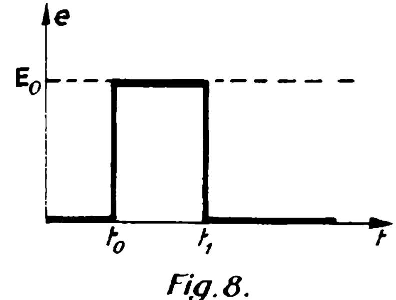


Fig. 8.

L'impulsion peut également être positive ou négative avec une origine quelconque.

On peut se trouver en présence soit d'une impulsion unique, soit d'une succession périodique d'impulsions. On dira alors qu'on a une tension rectangulaire ou carrée, suivant que l'intervalle entre deux impulsions est différent de la durée de l'impulsion ou égal à celle-ci.

On appelle <u>temps de montée</u> le temps pendant lequel la tension passe de 0,1 à 0,9 de son maximum. Pour une fonction unité ou une impulsion théorique, le temps de montée est évidemment nul. Ceci n'est pas réalisable pratiquement. On construit cependant des appareils électroniques qui ont couramment des temps de montée inférieurs

à la microseconde ou au dixième de microseconde. Dans des cas très particuliers on est arrivé à des temps de montée se chiffrant en millimicrosecondes (10^{-9} seconde ou nanoseconde).

c) Tension exponentielle

Elle aura la forme :

$$E = E_0\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)$$

ou :

$$E = E_0\, e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Ici encore on peut se trouver en présence soit d'une fonction unique ou transitoire, soit d'une fonction périodique composée d'arcs d'exponentielles obtenues à partir d'un circuit de relaxation que nous étudierons par la suite (fig. 9).

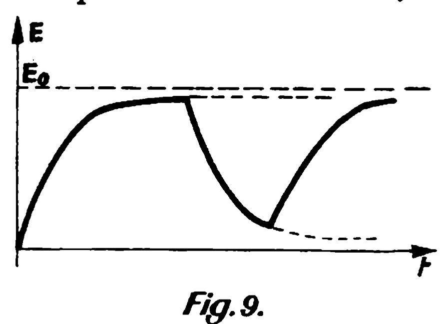


Fig. 9.

d) Tension linéaire

$$e = \alpha\, t$$

Cette tension peut être périodique, relaxée symétrique ou dissymétrique, ou transitoire, la tension passant d'un niveau E à un niveau E_2 suivant la loi linéaire.

Lorsqu'on se trouve en présence d'une tension composite, on étudiera la réponse du circuit en découpant cette tension en tensions élémentaires ayant l'une des formes citées ci-dessus.

4. - REPONSES DES CIRCUITS RC - RL EN REGIME NON SINUSOÏDAL

Circuit RC passe-haut

a) <u>Fonction unité</u>

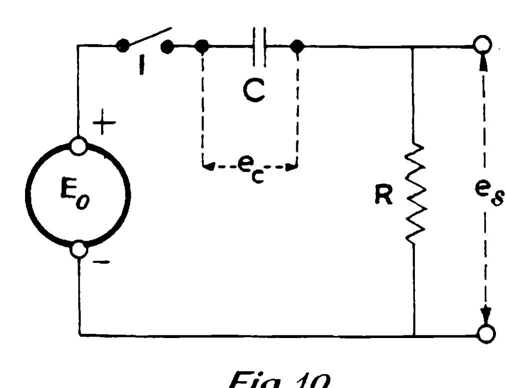


Fig. 10.

A l'instant t = 0 on ferme l'interrupteur I. On suppose que le temps de fermeture est nul. L'équation de fonctionnement est :

$$- E_0 + e_c + RC \frac{de_c}{dt} = 0 \qquad (14)$$

d'où :

$$e_c - E_0 = A e^{-\frac{t}{RC}}$$

Pour $t = 0$, $e_c = 0$, $A = - E_0$:

$$e_c = E_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right) \qquad (15)$$

$$e_s = RC \frac{de_c}{dt} = E_0 e^{-\frac{t}{RC}} \qquad (16)$$

La transmission se fait sans modification de l'amplitude initiale. L'arc d'exponentielle est plus ou moins étalé suivant la valeur de la constante de temps RC.

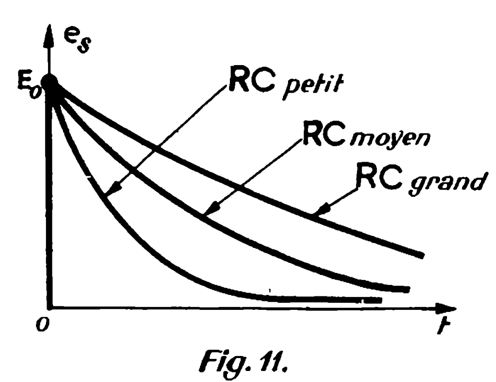


Fig. 11.

Exemples : Prenons trois constantes de temps. Dans les trois cas prenons :

$$R = 10^5 \ . \ \omega$$

$$C_1 = 10^{-10} \qquad C_2 = 10^{-9} \qquad C_3 = 10^{-8}$$

$$\tau_1 = 10^{-5} \qquad \tau_2 = 10^{-4} \qquad \tau_3 = 10^{-3}$$

et cherchons le temps au bout duquel le rapport $\frac{e_s}{e_0}$ tombera à la valeur $\frac{1}{e}$, e base des logarithmes népériens.

Pour le premier circuit :

$$\frac{e_s}{e_0} = \frac{1}{e}$$

c'est-à-dire :

$$e^{-1} = e^{-\frac{t_1}{\tau_1}}$$

d'où :

$$t_1 = \tau_1 \text{ soit en } 10 \ \mu s$$
$$t_2 = \tau_2 \text{ soit en } 100 \ \mu s$$
$$t_3 = \tau_3 \text{ soit en } 1\,000 \ \mu s$$

b) <u>Réponse à une impulsion</u>

Montée de l'impulsion ; nous avons trouvé pour la fonction unité :

$$e_s = E_0 \, e^{-\frac{t}{RC}}$$

Pour la chute, nous aurons :

$$e_c + \tau \frac{de_c}{dt} = 0 \qquad (17)$$

$$e_c = A \, e^{-\frac{t}{\tau}}$$

En faisant le changement de variable nécessaire, on aura :

$$e_c = A \, e^{-\frac{t - t'}{\tau}}$$

Pour t = t' :

$$e_c = E_0 \left(1 - e^{-\frac{t'}{\tau}}\right)$$

d'où :

$$A = E_0 \left(1 - e^{-\frac{t'}{\tau}}\right)$$

$$e_c = E_0 \left(1 - e^{-\frac{t'}{\tau}}\right) e^{-\frac{t - t'}{\tau}} \qquad (18)$$

$$e_s = E_0 \left(e^{-\frac{t'}{\tau}} - 1\right) e^{-\frac{t - t'}{\tau}} \qquad (19)$$

Il faut remarquer que quel que soit le niveau continu de E_0 tension d'entrée, la tension de sortie se situe de part et d'autre de 0 (fig. 12). La valeur moyenne de la tension de sortie est nulle. En effet, l'aire de la surface positive est égale à l'aire de la surface négative :

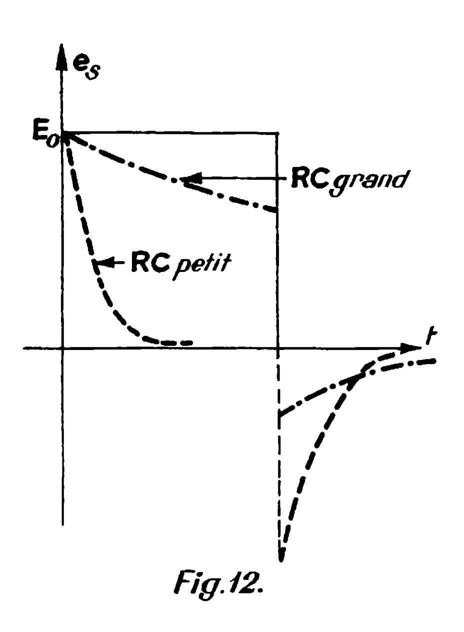


Fig. 12.

$$S^+ = \int_0^{t'} E_0 \, e^{-\frac{t}{\tau}} dt = \tau E_0 \left(1 - e^{-\frac{t'}{\tau}}\right)$$

$$S^- = \int_0^{\infty} E_0 \left(e^{-\frac{t'}{\tau}} - 1\right) e^{-\frac{t-t'}{\tau}} dt =$$

$$\tau E_0 \left(e^{-\frac{t'}{\tau}} - 1\right)$$

$$S^+ + S^- = 0$$

c) Réponse à une tension périodique carrée ou rectangulaire en régime permanent

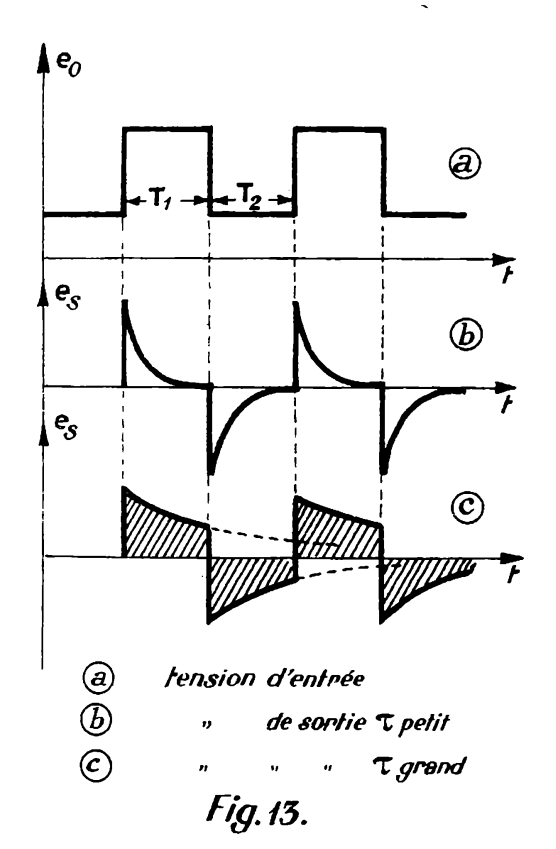


Fig. 13.

La tension de sortie aura les formes indiquées sur les figures 13 b et 13 c suivant que la constante de temps est petite ou grande.

Dans le cas où τ est assez petit pour qu'au bout du temps T la charge du condensateur soit complète (fig. 13 b), le niveau moyen de la tension de sortie est nul. Pour τ grand il n'en est plus de même.

Le niveau moyen de la tension de sortie variera avec la fréquence de la tension d'entrée.

Calcul de e_s (fig. 14). Nous pouvons écrire d'une part :

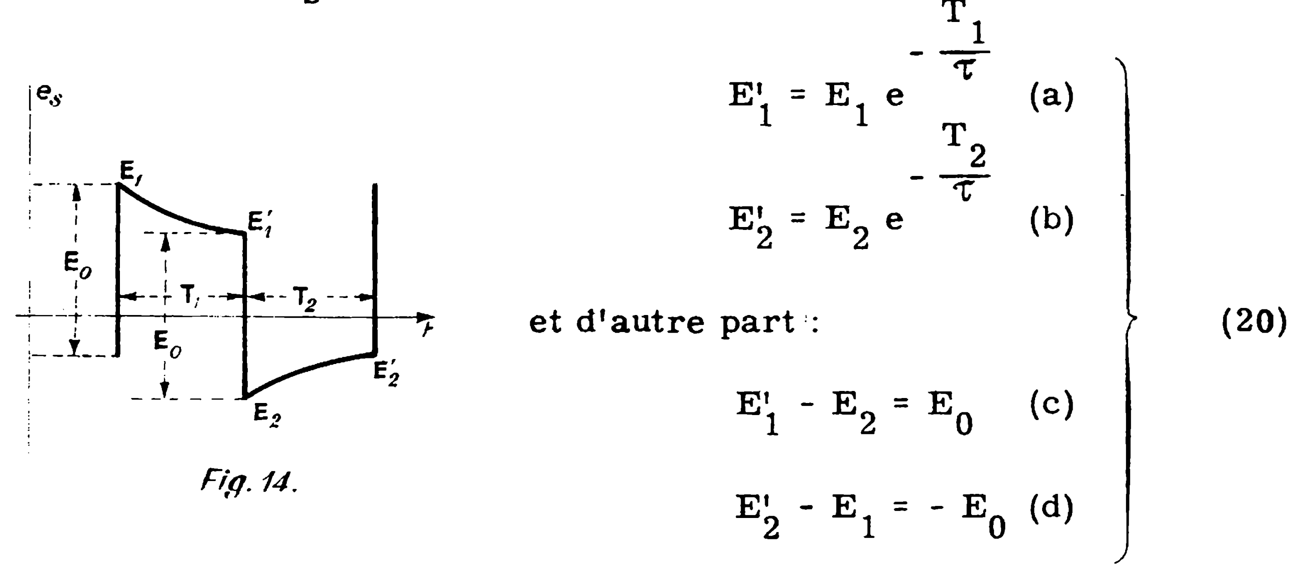


Fig. 14.

$$\left.\begin{aligned}
E'_1 &= E_1 \, e^{-\frac{T_1}{\tau}} \quad (a)\\
E'_2 &= E_2 \, e^{-\frac{T_2}{\tau}} \quad (b)\\
&\text{et d'autre part :}\\
E'_1 - E_2 &= E_0 \quad (c)\\
E'_2 - E_1 &= -E_0 \quad (d)
\end{aligned}\right\} \quad (20)$$

Nous avons quatre équations à quatre inconnues dans lesquelles les E figurent en valeurs algébriques.

La résolution de ces quatre équations donnera :

$$\left.\begin{aligned}
E_1 &= E_0 \frac{1 - e^{-\frac{T_2}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{T_1 + T_2}{\tau}}} = E_0 \frac{1 - \beta}{1 - \alpha\beta} \quad (a)\\
E_2 &= -E_0 \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha\beta} \quad (b)\\
E'_1 &= \alpha E_0 \frac{1 - \beta}{1 - \alpha\beta} \quad (c) \qquad \text{avec} \begin{cases} \alpha = e^{-\frac{T_1}{\tau}} \\ \beta = e^{-\frac{T_2}{\tau}} \end{cases}\\
E'_2 &= -\beta E_0 \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha\beta} \quad (d)
\end{aligned}\right\} \quad (21)$$

Pour $T_1 = T_2$, tension carrée :

$$E_1 = -E_2 = E_0 \frac{1 - e^{-\frac{T}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}}$$

$$E'_1 = - E'_2 = E_0 \frac{1 - e^{-\frac{T}{\tau}}}{1 - e^{-\frac{2T}{\tau}}} e^{-\frac{T}{\tau}}$$

d) Réponse à une tension exponentielle

L'équation de fonctionnement est :

$$e_c + RC \frac{de_c}{dt} = E_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\theta}}\right) \qquad (22)$$

dont l'intégration avec la condition initiale $t = 0$, $e_c = 0$ donne :

$$e_c = E_0 \left[1 - \frac{\theta}{\theta - \tau} e^{-\frac{t}{\theta}} + \frac{\tau}{\theta - \tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \qquad (23)$$

et :

$$e_s = \tau \frac{de_c}{dt} = \frac{E_0 \tau}{\theta - \tau} \left(e^{-\frac{t}{\theta}} - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \qquad (24)$$

La forme de la tension de sortie dépend des valeurs relatives de θ et τ .

1. $\theta \gg \tau$:

$$e_s = E_0 \frac{\tau}{\theta} e^{-\frac{t}{\theta}}$$

2. $\theta \ll \tau$:

$$e_s = E_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$$

3. $\theta = \tau$. On a une forme indéfinie $\frac{0}{0}$.

Reprenons l'équation de fonctionnement :

$$e_c + \tau \frac{de_c}{dt} = E_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right)$$

Avec la condition initiale t = 0, $e_c = 0$:

$$e_c = E_0 \left[1 - \frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} - e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \tag{25}$$

$$e_s = E_0 \frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad \text{(fig. 15)} \tag{26}$$

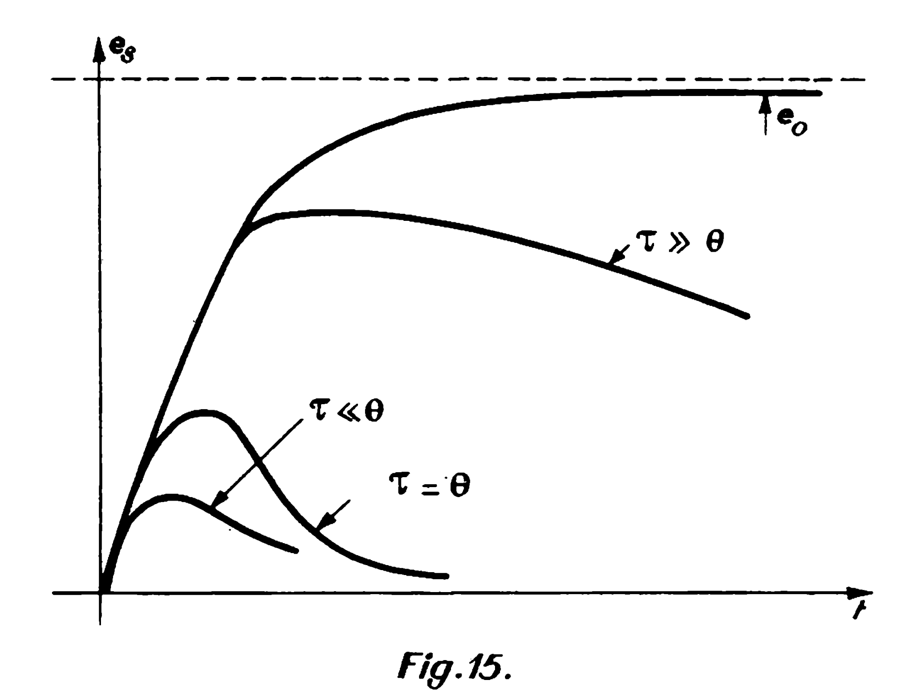


Fig.15.

e) <u>Réponse à une tension croissante linéaire</u>

Equation de fonctionnement :

$$e_c + \tau \frac{de_c}{dt} = Kt \tag{27}$$

L'intégration donnera :

$$e_c = K(t - \tau) + K\tau e^{-\frac{t}{\tau}} \tag{28}$$

et :

$$e_s = K\tau \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \tag{29}$$

Cette expression peut se mettre sous la forme :

$$e_s = K\tau \frac{t}{\tau}\left(1 - \frac{t}{2\tau} + \frac{t^2}{3!\,\tau^2} + \dots\right)$$

Pour t = T :

$$e_s = KT\left(1 - \frac{T}{2!\,\tau} + \frac{T^2}{3!\,\tau^2} + \dots\right)$$

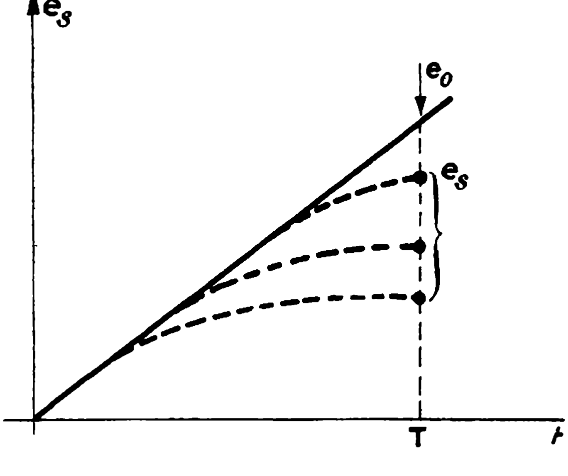


Fig. 16.

L'écart entre e_s et e_0 est d'autant plus faible que $\frac{T}{\tau}$ est petit c'est-à-dire que τ est grand par rapport à T.

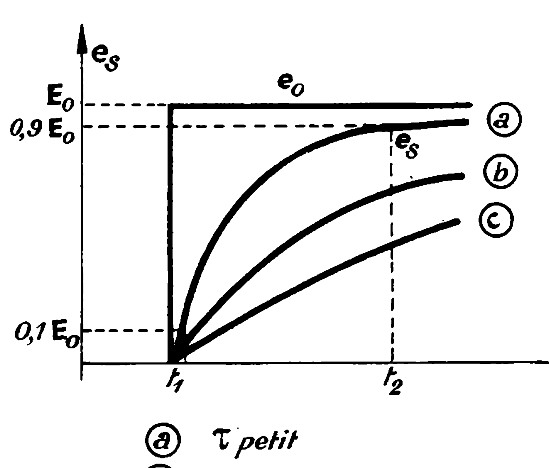
Avec ces éléments, il est facile de voir la forme de l'onde transmise pour une onde d'entrée composite.

Circuit RC passe-bas (fig. 3)

Ici nous avons :

$$e_s = e_c$$

a) <u>Réponse à la fonction unité</u> (fig. 17)



(a) τ *petit*
(b) τ *moyen*
(c) τ *grand*

Fig. 17.

$$e_s = E_0\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \qquad (15)$$

Temps de montée $t_m = t_2 - t_1$ pour la courbe (a).

Nous avons pour t_1 :

$$0,1\,E_0 = E_0\left(1 - e^{-\frac{t_1}{\tau}}\right)$$

et pour t_2 :

$$0,9\,E_0 = E_0\left(1 - e^{-\frac{t_2}{\tau}}\right)$$

d'où :

$$t_1 = \tau \, L \frac{1}{0,9} \# 0,1\,\tau$$

$$t_2 = \tau \, L \;\; 10 \# 2,3\,\tau$$

$$t_m = 2,2\,\tau$$

En introduisant la fréquence de coupure :

$$f_1 = \frac{1}{2\,\pi\,RC}$$

$$t_m = \frac{2,2\,RC.2\pi}{2\,\pi} = \frac{0,35}{f_1}$$

b) Réponse à une impulsion (fig. 18)

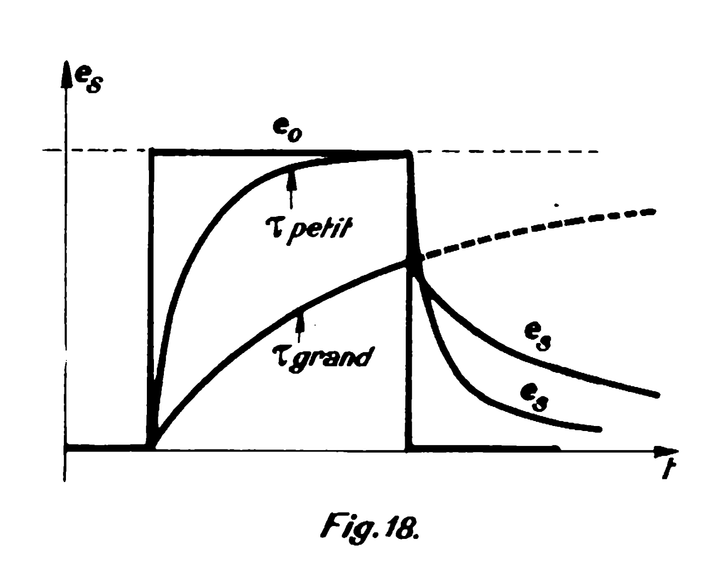


Fig.18.

$$e_s = E_0\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \qquad (15)$$

pour la montée,et :

$$e_s = E_0\left(1 - e^{-\frac{t'}{\tau}}\right)e^{-\frac{t - t'}{\tau}}$$

pour la descente.

c) Réponse à une tension rectangulaire (fig. 19). Régime permanent

Nous pouvons écrire pour :

$$\begin{aligned} &(a) \quad e_{s_1} = E'_0 - \left(E'_0 - E_1\right)e^{-\frac{t}{\tau}} \\ &(b) \quad e_{s_2} = E''_0 - \left(E''_0 - E_2\right)e^{-\frac{t-T_1}{\tau}} \end{aligned} \qquad (30)$$

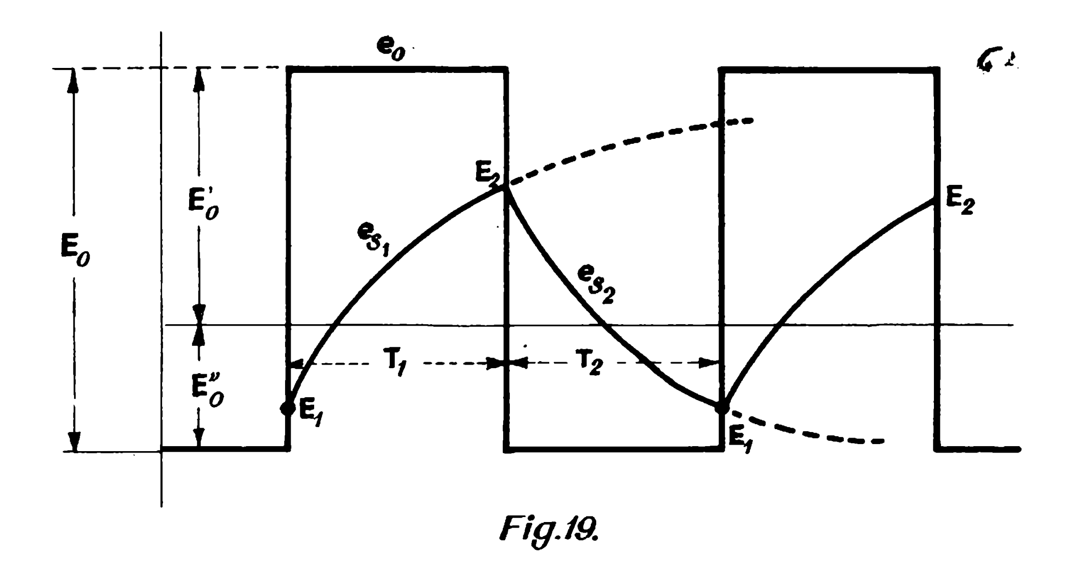


Fig.19.

en remarquant que pour :

$$t = T_1 \qquad e_{s_1} = E_2$$

$$t = T_1 + T_2 \qquad e_{s_2} = E_1$$

Nous aurons deux équations à deux inconnues qui nous permettront de calculer E_1 et E_2.

Avec la notation précédemment employée on trouvera :

$$\left| \begin{aligned} E_1 &= \frac{E'_0 (\alpha - 1)\beta + E''_0 (\beta - 1)}{1 - \alpha\beta} \quad (a) \\ E_2 &= \frac{E'_0 (\alpha - 1) + E''_0 (\beta - 1)\alpha}{1 - \alpha\beta} \quad (b) \end{aligned} \right. \qquad (31)$$

Si la tension d'entrée a pour origine 0 :

$$E''_0 = 0 \qquad E'_0 = E_0$$

Les expressions (30) se réduisent à :

$$\left| \begin{aligned} E_1 &= E_0 \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha\beta} \cdot \beta \\ E_2 &= E_0 \frac{1 - \alpha}{1 - \alpha\beta} \end{aligned} \right. \qquad (31')$$

Pour une constante de temps assez grande, e_{s_1} et e_{s_2} sont pratiquement des droites.

d) Tension exponentielle (fig. 20)

$$e_s = E_0 \left[1 - \frac{\theta}{\theta - \tau} e^{-\frac{t}{\theta}} + \frac{\tau}{\theta - \tau} e^{-\frac{t}{\tau}} \right] \quad (23)$$

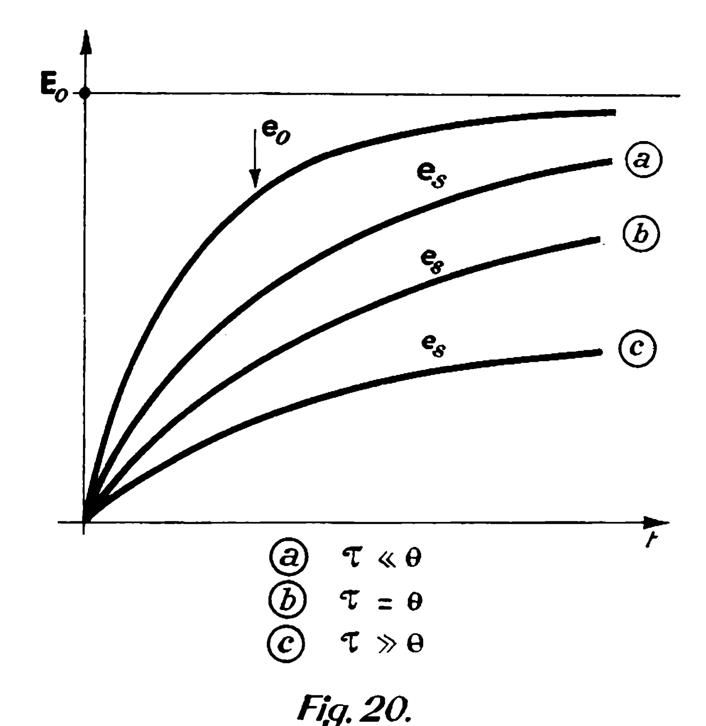


Fig. 20.

a) $\tau \ll \theta$.

$$e_s \# E_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\theta}} \right)$$

b) $\tau = \theta$. Forme indéfinie $\frac{0}{0}$.

Une nouvelle intégration de l'équation donnera :

$$e_s = E_0 \left[1 - \left(1 + \frac{t}{\tau} \right) e^{-\frac{t}{\tau}} \right]$$

c) $\tau \gg \theta$.

$$e_s \# E_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right)$$

e) Réponse à une tension croissante linéaire (fig. 21)

$$e_s = K(t - \tau) + K \tau e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (28)$$

Si la constante de temps est très petite, le terme exponentiel devient très rapidement négligeable et :

$$e_s = K(t - \tau)$$

e_s est donc représentée par une droite parallèle à celle de e_0 décalée de τ vers la droite.

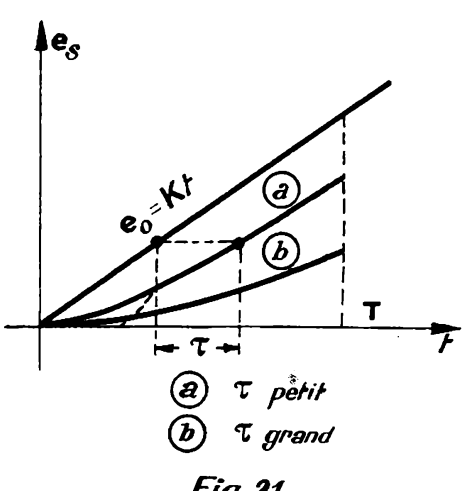


Fig. 21.

Circuits RL

a) Circuit RL passe-bas (fig. 22)

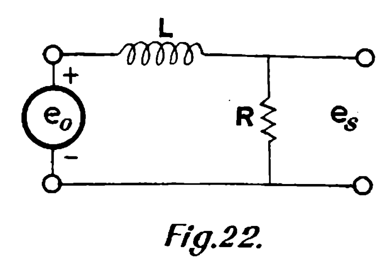


Fig.22.

L'équation de fonctionnement d'un tel circuit est :

$$L \frac{di}{dt} + Ri = e_0 \qquad (32)$$

que l'on peut mettre sous la forme :

$$i + \frac{L}{R} \frac{di}{dt} = i_0$$

et en posant $\frac{L}{R} = \tau$:

$$i + \tau \frac{di}{dt} = i_0 \qquad (33)$$

avec $e_s = Ri$.

Nous sommes ici en présence d'une équation analogue à celle régissant le fonctionnement des circuits RC dans laquelle les tensions sont remplacées par des courants.

b) Circuit RL passe-haut

L'équation de fonctionnement sera également (32) avec :

$$e_s = L \frac{di}{dt}$$

Les résultats établis avec les circuits RC sont valables pour les circuits RL. Nous laissons aux élèves, à titre d'exercice, le soin d'établir les résultats avec les circuits RL pour différentes formes de tensions d'entrée et de les comparer aux résultats obtenus avec les circuits RC correspondants.

5. - DERIVATION ET INTEGRATION DES ONDES ELECTRIQUES A L'AIDE DE CIRCUITS RC ET RL

Une fonction quelconque représentant une onde électrique peut être décomposée en série de Fourier. La tension e_0 peut donc se mettre sous la forme :

$$e_0 = \mathcal{E} + \sum_1^{\infty} B_k \cos k\,\omega t + \sum_1^{\infty} A_k \sin k\,\omega t$$

D'une façon générale, on pourra mettre e_0 sous la forme :

$$e_0 = A\,e^{j\omega t}$$

Considérons un circuit dérivateur; la tension de sortie sera donc :

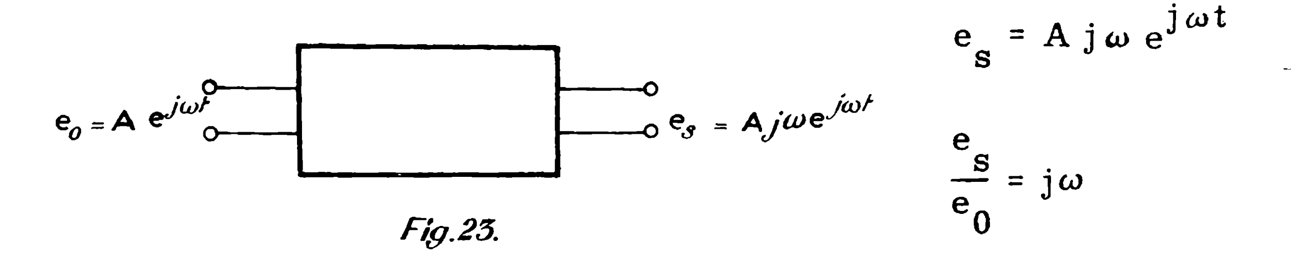


Fig.23.

$$e_s = A\,j\omega\,e^{j\omega t}$$

$$\frac{e_s}{e_0} = j\omega$$

De même, si le circuit de la figure 23 était un intégrateur, la tension de sortie e_s serait :

$$e_s = \frac{A}{j\omega}\,e^{j\omega t}$$

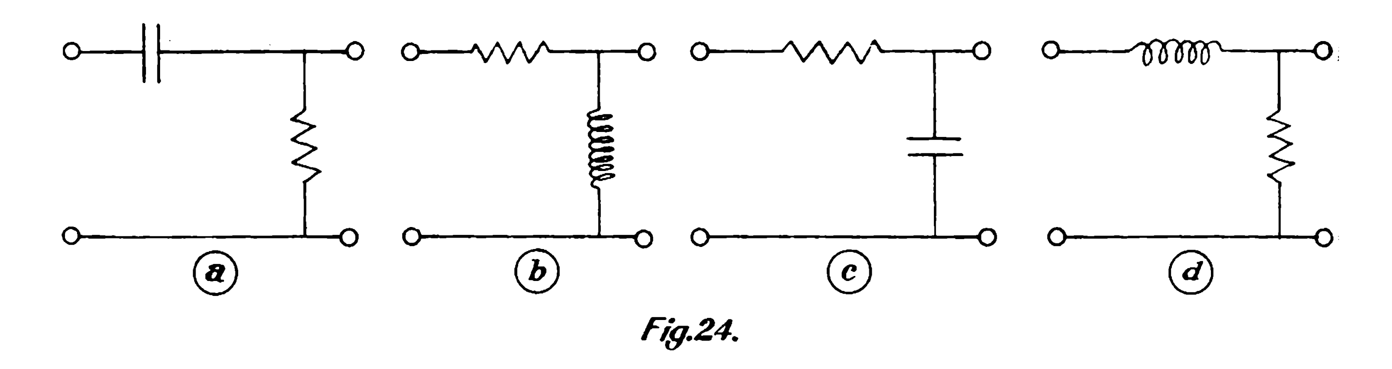


Fig.24.

Si les quatre circuits de la figure 24 étaient attaqués avec une tension $e_0 = A\,e^{j\omega t}$, nous aurions :

$$\begin{cases} e_s\,(a) = \dfrac{R.Ae^{j\omega t}}{R + \dfrac{1}{jC\omega}} = \dfrac{j\,RC\omega}{1 + jRC\omega}\;A\,e^{j\omega t} \\[2em] e_s\,(b) = \dfrac{j\,L\,\omega}{R + jL\omega}\;A\,e^{j\omega t} \end{cases}$$

$$\begin{cases} e(c) = \dfrac{\dfrac{1}{jC\omega}}{R + \dfrac{1}{jC\omega}} A\, e^{j\omega t} = \dfrac{1}{1 + j\, RC\omega} A\, e^{j\omega t} \\ e(d) = \dfrac{R}{R + jL\omega} A\, e^{j\omega t} \end{cases}$$

que nous pouvons mettre sous la forme :

$$\begin{cases} \dfrac{e_s}{e_0}(a) = (j\omega)\, \dfrac{RC}{1 + j\, RC\omega} = (j\omega)\, \dfrac{\tau}{1 + j\tau\omega} \\ \dfrac{e_s}{e_0}(b) = (j\omega)\, \dfrac{L}{R + jL\omega} = (j\omega)\, \dfrac{\tau}{1 + j\tau\omega} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \dfrac{e_s}{e_0}(c) = \dfrac{1}{1 + j\, RC\omega} = \dfrac{1}{1 + j\, \tau\omega} \\ \dfrac{e_s}{e_0}(d) = \dfrac{R}{R + j\, L\omega} = \dfrac{1}{1 + j\tau\omega} \end{cases} \qquad (34)$$

Dans les deux premières expressions du groupe (34), si $1 \gg j\tau\omega$, on aura :

$$\frac{e_s}{e_0} = \tau\, (j\omega) \qquad (35)$$

e_s est donc la dérivée de e_0, multipliée par un coefficient constant τ .

Dans le deuxième groupe, si $j\,\tau\omega \gg 1$:

$$\frac{e_s}{e_0} = \frac{1}{\tau} \cdot \frac{1}{j\omega} \qquad (36)$$

e_s est donc l'intégrale de e_0 multipliée par $\dfrac{1}{\tau}$.

Si nous prenons pour e_0 une tension rectangulaire, la dérivée et l'intégrale mathématiques auront les formes indiquées sur la figure 25.

En b nous avons la dérivée de e_0; cette dérivée serait formée d'un pic positif de durée nulle et d'amplitude infinie correspondant à la montée de l'onde, et d'un pic identique mais négatif correspondant à la descente de l'onde.

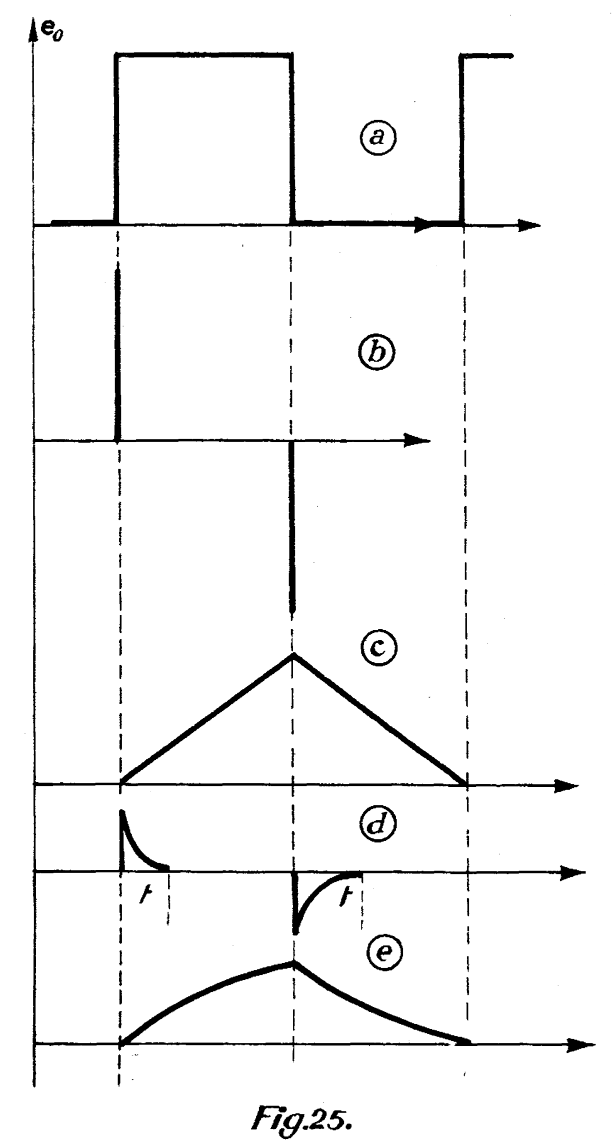


Fig.25.

Les tensions fournies par les circuits passe-haut sont représentées en d. La durée d'un pic sera d'autant plus courte que la constante de temps du circuit sera plus petite; on s'approche donc de la dérivation parfaite d'autant plus que la constante de temps du circuit est plus faible. Cependant, à une diminution de la durée t correspond également une diminution de l'amplitude du signal mise en évidence par (35)

Dans les circuits électroniques, lorsqu'on désire obtenir la dérivée d'une fonction, on est amené à admettre un compromis suivant les nécessités. Notons qu'il existe des procédés permettant de remédier partiellement à ces inconvénients (amplificateurs à réaction) qui sont hors de notre sujet.

L'intégrale parfaite de a est figurée en c. Les circuits passe-bas recevant a donneront une tension formée de deux arcs d'exponentielle. Ces deux arcs d'exponentielle s'écartent d'autant moins de deux droites que la constante de temps est plus grande par rapport à la période de e_0. Ici encore l'amélioration de l'intégration se fait au détriment de l'amplitude comme le montre (36) .

En résumé on peut dire que les circuits RC - RL passe-haut sont des dérivateurs et les circuits passe-bas des intégrateurs, les opérations se faisant plus ou moins bien suivant les paramètres mis en jeu. Les dérivateurs et intégrateurs sont très largement employés dans les circuits électroniques. Par ailleurs tout quadripole est un circuit passe-bas ou passe-haut. Nous pouvons prévoir que la transmission des signaux sans déformation sera un problème capital en électronique. Pour un circuit donné, cette opération ne pourra se faire que dans des limites bien définies.

CHAPITRE IV

MOUVEMENTS DES PARTICULES CHARGEES

A. - RAPPEL DE QUELQUES NOTIONS

L'électron est une particule chargée de masse m et ayant une charge négative - e. La mesure directe de m n'est pas accessible; on la détermine à partir du rapport e/m,qui apparaît dans bon nombre de phénomènes.

Exprimées en unités MKS et unités électriques pratiques :

$m = 9,107.10^{-31}$ kg

$e = 1,602.10^{-19}$ coulomb (charge négative).

Une particule de charge q placée dans un champ électrique est soumise à la force :

$$f = q E \tag{1}$$

E désignant l'intensité du champ électrique. Dans le cas de l'électron, la force qui agit sera :

$$f = - e E \tag{2}$$

e étant exprimé en coulombs et E en volts par mètre, f sera exprimé en newtons.

B. - MOUVEMENT DANS UN CHAMP ELECTRIQUE

L'étude du mouvement d'une particule chargée dans un champ électrique se fera de la même façon que celle du mouvement d'un point pesant dans un champ de force. Ici, on supposera toujours, sauf indication contraire, que l'électron se meut dans le vide, afin de n'avoir pas à tenir compte des chocs électrons-atomes du gaz.

Considérons un électron placé dans un champ électrique

uniforme créé entre deux plaques planes parallèles distantes de r et portées à une différence de potentiel U (fig. 1).

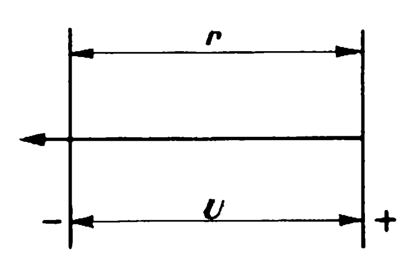


Fig. 1.

Par définition :

$$E = - \frac{dU}{dr} \tag{3}$$

Le champ est dirigé en sens inverse des potentiels

La force qui agit sur l'électron est :

$$f = - e E = m \gamma \tag{4}$$

Le champ étant uniforme, cette force est constante :

$$\gamma = - \frac{e E}{m} = ct \tag{5}$$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = - \frac{e E}{m} \tag{6}$$

d'où :

$$x = \frac{1}{2} \gamma t^2 + v_0 t + x_0 \tag{7}$$

Si la tension U était sinusoïdale, on aurait $E = \frac{U \sin \omega t}{r}$. Supposons maintenant que le champ ne soit pas uniforme, par exemple qu'en chaque point sa valeur soit fonction de l'abscisse de ce point; on aurait alors :

$$- e E_x = m \frac{d v_x}{dt}$$

$$- \frac{e}{m} E_x = \frac{d v_x}{dt} \tag{8}$$

Multiplions par dx les deux membres :

$$- \frac{e}{m} \cdot E_x \cdot dx = \frac{dx}{dt} \cdot d v_x = v_x d v_x \tag{9}$$

D'où entre deux points x_1 et x_2 :

$$- \frac{e}{m} \int E_x \, dx = \int_{v_1}^{v_2} v_x \, d \, v_x \tag{10}$$

Or l'intégrale définie :

$$\int_{x_1}^{x_2} E_x \, dx$$

traduit le travail effectué contre le champ pour transporter la charge unité de x_1 en x_2 ; ce travail n'est autre que le potentiel de la charge au point considéré, ce potentiel étant exprimé en volts. L'intégration de (10) donnera :

$$e \, U_x = 1/2 \, m \left(v_2^2 - v_1^2 \right) \tag{11}$$

m étant exprimé en kilogrammes et v en mètres par seconde, l'énergie potentielle de l'électron e U sera exprimée en joules. En électronique, l'unité d'énergie couramment employée est l'électron-volt ou le coulomb-volt.

L'électron-volt (eV) est par définition l'accroissement de l'énergie d'un électron lorsque son potentiel varie d'un volt :

$$1 \text{ eV} = 1,602.10^{-19} \text{ joule}$$

$$1 \text{ CV} = 1 \text{ joule}$$

On rencontre souvent MeV (méga-électron-volt) : 10^6 eV, ou BeV (billion-électron-volt) : 10^{12} eV.

La formule (11) permet de calculer la vitesse d'un électron à chaque instant dans une direction donnée, si on connaît le champ accélérateur et la vitesse initiale. Pour $v_0 = 0$:

$$v = \sqrt{\frac{2 \, e \, U}{m}} = \sqrt{\frac{2 \times 1,602.10^{-19} \, U}{9,107.10^{-31}}}$$

$$v = 5,93.10^5 \sqrt{U} \text{ m/s} \tag{12}$$

formule utile à retenir. Cette valeur élevée de la vitesse des électrons dans un champ permet la construction d'appareils électroniques pratiquement dépourvus d'inertie.

La formule (12) est approchée et part de l'hypothèse de la constance de la masse de l'électron; d'après Einstein cette hypothèse n'est vraie que pour de faibles vitesses. Dans la théorie d'Einstein, entre la masse et l'énergie il existe la relation :

$$W = m c^2$$

c étant la vitesse de la lumière. L'expression de la masse est :

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$

m_0 étant la masse au repos.

Dans le domaine qui nous intéresse la formule (12) est parfaitement valable.

C. - MOUVEMENT DANS UN CHAMP MAGNETIQUE

Lorsqu'un conducteur est traversé par un courant I, il crée autour de lui un champ magnétique H. Le vecteur champ est perpendiculaire au conducteur et dans son plan. Une particule de charge q entrant dans le champ avec une vitesse v sera soumise de la part de celui-ci à une force :

$$F = q v H$$

et dans le cas d'un électron :

$$f = -e v H \qquad (13)$$

La force est perpendiculaire au plan du conducteur et du champ et sa direction est donnée par la règle du bonhomme d'Ampère ou toute autre règle analogue (fig. 2).

La formule (13) montre qu'un électron au repos placé dans un champ magnétique restera au repos.

Un électron dont la vitesse initiale est parallèle au champ aura un mouvement uniforme, n'étant soumis à aucune force.

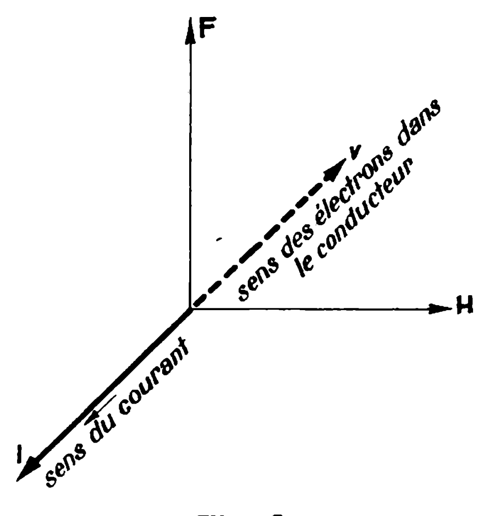


Fig. 2.

L'électron par contre sera soumis à une force si sa vitesse a une composante perpendiculaire au champ. Soit v la composante de la vitesse perpendiculaire au champ; la force F qui s'exerce sur l'électron est perpendiculaire au plan H v et dirigée comme l'indique la figure 3. La trajectoire sera un cercle (force centrale) :

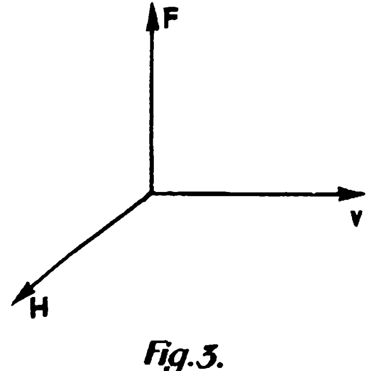


Fig.3.

$$e\,v\,H = m\,\gamma \qquad (14)$$

Or dans un mouvement circulaire :

$$\gamma = \frac{v^2}{R}$$

En portant cette valeur dans (14) on aura :

$$R = \frac{m}{e} \cdot \frac{v}{H} \qquad (15)$$

La pulsation est :

$$\omega = \frac{v}{R} = \frac{e\,H}{m}$$

$$\omega = 1,759.10^{11}\ H \qquad (16)$$

D. - NOTIONS D'OPTIQUE ELECTRONIQUE

Il existe une étroite anologie entre les phénomènes accompagnant le passage des électrons dans des champs électriques ou magnétiques et le passage des rayons lumineux dans des milieux d'indices de réfraction différents. La première étude peut se faire de la même façon que la seconde, moyennant quelques hypothèses.

Considérons (fig. 4) une surface équipotentielle S de potentiel U, les potentiels de part et d'autre de la surface étant U_1 et U_2. Le vecteur vitesse d'un électron fait au point M de l'équipotentielle un angle i avec la normale en M.

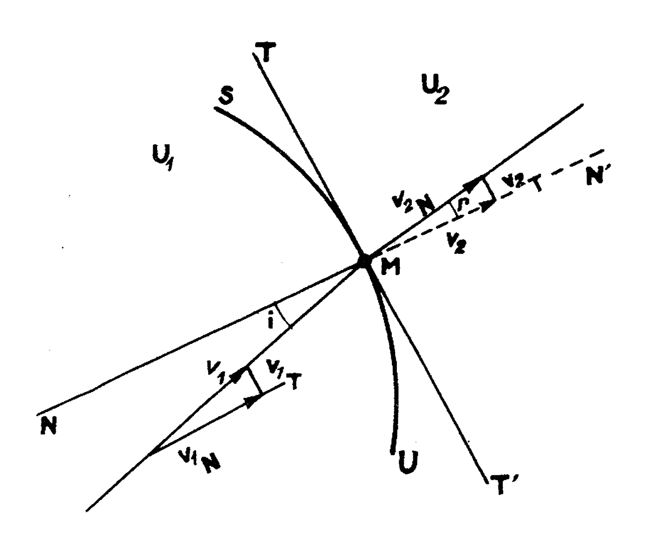


Fig. 4.

Si $U_2 > U_1$, la vitesse de l'électron croît au passage de l'équipotentielle, mais seule sa composante normale croît, le travail étant nul le long d'une équipotentielle. La composante tangentielle reste inchangée

$$v_2 > v_1$$

puisque $U_2 > U_1$.

Au passage de l'équipotentielle, la composante normale ayant subi un accroissement et la composante tangentielle étant restée inchangée, le vecteur vitesse à droite de S fera avec la normale un angle :

$$r \neq i \quad i > r$$

On peut écrire :

$$\left.\begin{aligned} v_{1_T} &= v_1 \sin i \\ v_{2_T} &= v_2 \sin r \end{aligned}\right\} \qquad (17)$$

Comme :

$$v_{1_T} = v_{2_T}$$

$$v_1 \sin i = v_2 \sin r$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{\sin i}{\sin r} \qquad (18)$$

analogue à la formule de Descartes en optique. Il faut noter cependant que, dans les champs électriques, il n'y a pas de solution de continuit dans les surfaces équipotentielles comme il en existe en optique au passage d'un milieu d'indice de réfraction n_1 à un milieu d'indice n_2.

CHAPITRE V

EMISSION ELECTRONIQUE DES METAUX
APPLICATIONS AUX LAMPES

A. - EMISSION ELECTRONIQUE DES METAUX

Au sein d'un métal et suivant la nature de celui-ci, un, deux et quelquefois trois électrons périphériques présentent avec le noyau des liaisons tellement faibles qu'on ne peut les rattacher à un noyau bien défini. Ces électrons, dits de valence, se déplacent librement dans l'espace interatomique , sous l'effet de forces appliquées.

Les électrons libres sont soumis aux actions des noyaux et possèdent une certaine énergie qui n'est cependant pas suffisante pour qu'ils puissent quitter le métal par leurs propres moyens ; à la surface de celui-ci, ils rencontrent une barrière dite de potentiel, qu'il leur est impossible de franchir sans apport extérieur d'énergie. De par leurs mouvements à l'intérieur du métal, les électrons possèdent une certaine énergie cinétique.

Les énergies des électrons dans le métal se répartissent entre zéro et une valeur maximum E_M. Si E_b est la valeur de la barrière de potentiel $\left(E_M < E_b\right)$, pour qu'un électron possédant l'énergie maximum puisse être extrait du métal, il faudra fournir une énergie minimum E_W telle que :

$$E_W = E_b - E_M$$

E_W est appelé potentiel d'extraction et dépend essentiellement de la nature du métal.

L'énergie nécessaire à l'extraction des électrons peut être de différentes origines.

On peut extraire des électrons :

- Par échauffement du métal, l'émission sera dite thermoionique
- Par bombardement photonique, l'émission sera dite photoélectrique ;
- Par bombardement ionique ou électronique : émission secondaire.

Dans les lampes électroniques que nous aurons à étudier nous verrons que ces trois procédés d'extraction sont utilisés.

Dans les lampes de type courant, diodes, triodes, etc., dans la plupart des cas l'émission est thermoionique. Nous ne parlerons ici que de l'émission thermoionique, l'émission photoélectrique étant traitée avec les cellules photoélectriques.

La valeur du courant thermoionique est donnée par la formule de Dushmann :

$$I = S A_0 T^2 e^{-\frac{E_W}{E_T}}$$

qui s'écrit encore sous la forme :

$$I = S A_0 T^2 e^{-\frac{b}{T}}$$

S aire de la surface émissive;
A_0 est un coefficient propre au métal et qui a pour dimension le rapport d'un courant au produit d'une surface (exprimée dans les mêmes unités que S) par une température absolue au carré ;
T température absolue du métal en degrés K ;
b_0 est une constante : $b_0 = 11\,600\ E_W$, et est exprimée en degrés K ;
E_W est le potentiel d'extraction en électrons-volts ;
$E_T = T/11\,600$.

A titre d'illustration, le tableau I donne les caractéristiques de quelques éléments usuels. Ce tableau montre que le métal susceptible de donner le courant d'électrons le plus important à conditions égales est le caesium (A_0 grand, b_0 petit, E_W petit). A partir de la valeur du courant, on peut aisément tirer le nombre d'électrons émis par

seconde en se rappelant que :

1 ampère = 1 coulomb par seconde

et que la charge de l'électron est :

$$e = 1,602.10^{-19} \text{ coulomb}$$

Tableau I

Elément	$A_0\ 10^{-4}$ en $A/m^2\ °K^2$	b_0 en °K	E_W en eV
C	30	50 300	4,34 - 4,7
Ca	60,2	26 000	2,24 - 3,2
Cs	162	21 000	1,81 - 1,8
Mo	60,2	50 900	4,38 - 4,3
Ni	26,8	32 100	2,77 - 5
Pt	32	61 700	5,32 - 6
Ta	60,2	47 200	4,07 - 4,1
Th	60,2	38 900	3,35 - 4
W	60,2	52 400	4,52

La formule donnant le courant thermoionique se rencontre encore sous la forme :

$$I = A' T^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{b'}{T}}$$

formule de Richardson.

Il est difficile de déterminer avec précision la valeur de l'exposant de T, la variation $e^{-\frac{b'}{T}}$ étant beaucoup plus rapide que celle de T^n.

B. - CONSTRUCTION DE LAMPES ELECTRONIQUES

La surface émissive sera appelée cathode. La cathode peut être chauffée directement ou indirectement. Dans le premier cas, elle est formée par un fil pouvant avoir les formes de la figure 1.

Lorsque la cathode est à chauffage indirect, celle-ci est un petit cylindre creux à l'intérieur duquel est placé un filament chauffant boudiné.

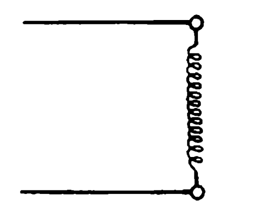
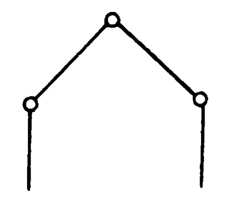
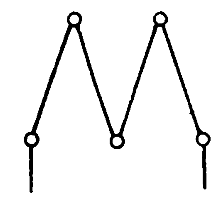




Fig. 1.

Dans la pratique, sauf des cas exceptionnels, on n'utilise guère les cathodes en métal pur; le pouvoir émissif des métaux purs est trop faible pour être intéressant; le rendement de la cathode, qui est défini comme le rapport du courant en ampères par mètre carré de surface à la puissance en watts nécessitée pour le chauffage, est trop faible. On utilise, dans certains cas, des alliages tels que le tungstène thorié et de préférence des cathodes, généralement en nickel, recouvertes d'une mince couche d'un oxyde alcalino-terreux. A titre d'exemple, le tableau II donne les caractéristiques comparatives de deux cathodes, l'une en tungstène, l'autre recouverte d'un oxyde de baryum et de strontium.

Tableau II

Cathode	A_0	b_0	E_W	Température de fonctionnement K	Rendement $A/m^2/W$
W	60,2	52 400	4,52	2 500	20 à 100
Oxyde BaO + SrO	0,01	11 600	1	1 000	100 à 10 000

Ces matériaux ont des potentiels d'extraction très faibles et nécessitent des températures de chauffage faibles, donc une puissance dissipée faible puisque celle-ci est une fonction du quatrième degré de la température.

Les électrons issus de la cathode resteront au voisinage de celle-ci. Lorsqu'un électron, charge négative e (-), sort du métal, il induit une charge égale mais de signe contraire dans le métal. Ces deux charges s'attireront suivant la loi de l'inverse carré:

$$f = K \frac{e^2}{(2x)^2}$$

Fig.2.

Les électrons sortis resteront donc au voisinage de la surface et y constitueront une barrière s'opposant à la sortie d'autres électrons. Pour que l'émission puisse se faire normalement, il faudra évacuer les électrons au fur et à mesure de leur extraction.

Si on crée un champ électrique à l'aide d'une électrode (plaque ou anode) placée au voisinage de la cathode et portée à un potentiel positif par rapport à celle-ci, les électrons remonteront le champ et il s'établira entre les électrodes un courant électrique circulant en sens inverse des électrons de la plaque vers la cathode. Bien entendu, nous envisageons le phénomène dans le vide.

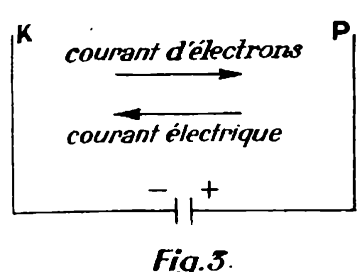


Fig.3.

Nous avons là les éléments pour la construction des lampes électroniques. Nous verrons dans les chapitres suivants quels sont les moyens de contrôle d'intensité ou de direction des électrons.

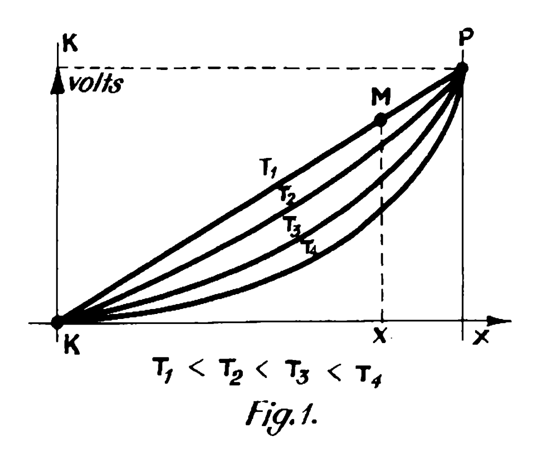
CHAPITRE VI

DIODES A VIDE

Les diodes sont des lampes à deux électrodes : la cathode, qui émet les électrons, et l'anode, qui les recueille. Le potentiel de la cathode sera toujours pris comme potentiel de référence. Pour le raisonnement, nous supposerons les deux électrodes planes parallèles.

A. - DISTRIBUTION DES POTENTIELS ET REPARTITION DES ELECTRONS

Distribution des potentiels dans l'espace inter-électrodes



$T_1 < T_2 < T_3 < T_4$

Fig.1.

En l'absence de tout courant, le potentiel en un point M entre les deux électrodes est une fonction linéaire de la distance de ce point à la cathode (potentiel nul) ; la distribution des potentiels sera figurée par la droite KP (fig. 1). La présence des électrons dans l'espace interélectrodes modifie cette distribution des potentiels du fait de leur charge négative. La modification sera d'autant plus importante que le nombre d'électrons dans un plan parallèle aux deux électrodes sera plus grand en un instant donné. D'autre part, comme le nombre d'électrons dépend de la température, il en sera de même de la répartition des potentiels.

En ce qui concerne l'énergie potentielle des électrons, elle sera représentée par des courbes analogues mais changées de signes, puisque celle-ci est le produit du potentiel par la charge - e, c'est-à-dire que l'énergie potentielle sera maximum à la cathode.

Dans une diode comme dans toute lampe électronique, la grandeur la plus importante à connaître est la valeur du courant plaque

en fonction de la tension plaque-cathode.

Avec certaines hypothèses simplificatrices, on montre que :

$$I_p = K\, E_b^{\frac{3}{2}} \qquad (1)$$

E_b désigne la tension effective plaque-cathode ;

K est un coefficient qui tient compte de la géométrie de la lampe.
Pour une diode plane parallèle :

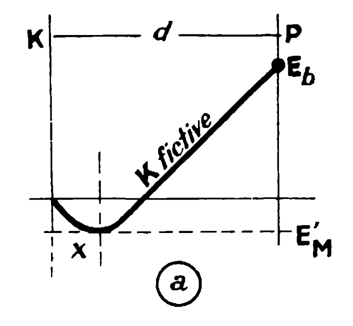
$$K = \frac{2{,}33\ S\ 10^{-9}}{d^2}$$

S aire de la surface émissive ;
d distance des électrodes.

Le fonctionnement de la lampe sera naturellement complètement modifié par la présence de gaz pouvant être ionisés, même si le gaz se trouve sous très faible pression. Dans les lampes modernes, le vide est très poussé, de l'ordre de 10^{-6} mm de mercure.

Comme il a été dit plus haut, la formule (1) est établie moyennant certaines hypothèses ; en réalité, le courant plaque n'est pas uniquement fonction de la tension plaque, mais également de la température de la cathode.

Si l'on tient compte de l'énergie des électrons à la sortie de la cathode, la courbe de distribution des potentiels se trouve modifiée et a l'allure de la figure 2. Il est aisé de comprendre ce phénomène



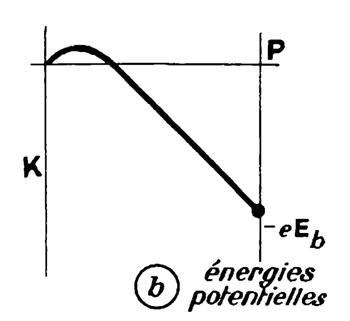


Fig.2.

en se rapportant à la courbe de distribution des énergies. Du fait de l'énergie non nulle des électrons à leur sortie de la cathode, au voisinage de celle-ci et à distance x se trouve une barrière de potentiel E'_M que les électrons, issus de la cathode, doivent vaincre. Le champ

électrique qui est exprimé par :

$$E = -\frac{dV}{dx}$$

passe donc par 0, au minimum de la courbe des potentiels ; le phénomène se passe comme si on avait une cathode fictive dans le plan M et comme si le potentiel appliqué était $E_b + E'_M$; dans la pratique, on applique la formule (1) en négligeant E'_M.

Répartition des électrons

La vitesse des électrons croît dans leur parcours de la cathode à la plaque. Considérons un cylindre de section droite σ allant de la cathode à la plaque. Le nombre d'électrons qui passent dans deux tranches dx (AB) (fig. 3) distantes de x est le même par unité de temps (conservation de la charge électrique).

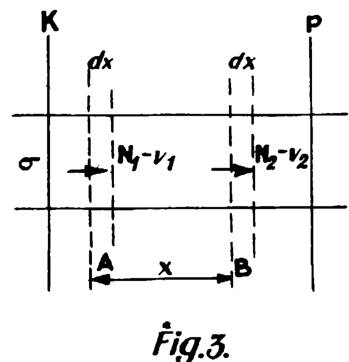


Fig.3.

Soit N_1 le nombre d'électrons en A par unité de volume, et N_2 le même nombre en B; nous avons la relation :

$$N_1 \sigma \frac{dx_1}{dt} = N_2 \sigma \frac{dx_2}{dt} \qquad (2)$$

$$N_1 \sigma v_1 = N_2 \sigma v_2$$

Comme $v_1 < v_2$, $N_1 > N_2$; la plus grande concentration des électrons se trouvera donc à la cathode et la plus faible à l'anode.

B.- CARACTERISTIQUES DE FONCTIONNEMENT DES DIODES

Fonctionnement en courant continu

La caractéristique $I_p E_p$ courant plaque en fonction de la tension plaque de fonctionnement d'une diode est traduite par la loi de Langmuir (formule 1). Elle a l'allure de la figure 4.

On y distingue nettement deux zones. La zone OA, dite zone des

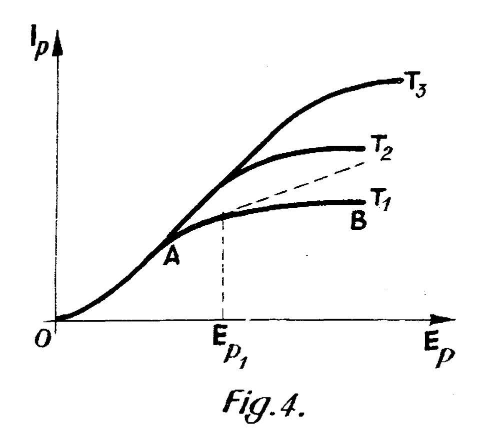


Fig.4.

charges d'espace ou charges spatiales; ici le courant est limité par la valeur du potentiel accélérateur, c'est-à-dire que tou les électrons produits par la cathode n'arrivent pas à la plaque; les électrons ayant une énergie suffisante remontent le champ les autres restent au voisinage de la cathode, y créant un espace de charges négatives entravant la sortie d'autres électrons. Seule dans cette zone la loi de Langmuir est applicable. A partir du poir A,toute augmentation de la tension plaque n'entraîne aucune variation du courant plaque. AB est la zone de saturation où le courant est limité par l'émission cathodique. Pour différentes températures de cathode l'allure des caractéristiques reste la même, avec modification des échelles.

Dans la pratique on constate que le tronçon de saturation n'est pas une horizontale. A partir de A, il y a encore une légère augmentation du courant en fonction de la tension plaque. Cet accroissement est dû à l'effet Schottky, qui se traduit par un abaissement de la barrière de potentiel(E_b)du métal par l'application d'un champ électrique intense. Ce phénomène est particulièrement sensible dans les lampes à cathodes couvertes d'oxydes, du fait du faible potentiel d'extraction de ceux-ci.

Notons enfin que la séparation des deux zones n'est pas aussi nette que sur la figure 4.

Fonctionnement d'une diode en courant alternatif

En premier lieu, pendant l'alternance négative, aucun courant ne passera dans la lampe, la cathode y étant positive par rapport à la plaque. On peut construire par points la courbe représentant le courant en fonction du temps. Cette construction graphique ne présente aucune difficulté. Rabattons en T' sur E_p l'axe T. En un instant t_1 qui se rabattra en t'_1, la valeur de la tension est lue en Om et la valeur du courant correspondant représentée par N est en On . L'intersection de l'horizontale de n et de la verticale de t'_1 donnera un point P de la courbe cherchée.

On voit que le courant ne sera sinusoïdal que si l'on reste dans

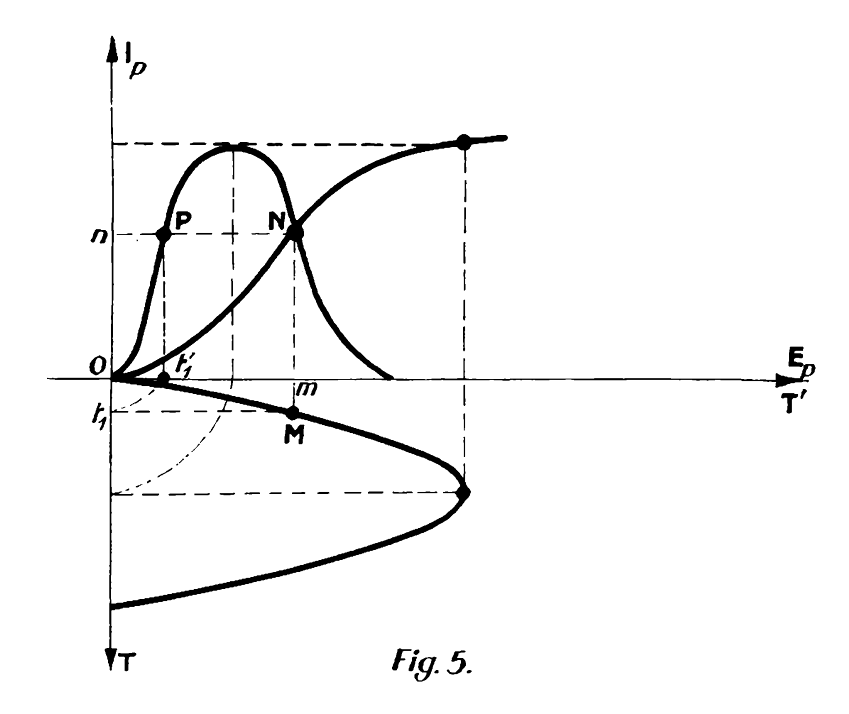


Fig. 5.

la partie linéaire de la caractéristique; l'écart sera d'autant plus grand que la caractéristique s'écartera d'une droite.

Dans la pratique, on utilise les diodes dans la zone des charges spatiales où la variation du courant est proportionnelle à la variation de tension, et dans la plupart des cas cette partie de la caractéristique peut être assimilée à une droite. Ainsi le courant plaque a une allure qui s'approche de celle de la tension appliquée.

Détection par diodes

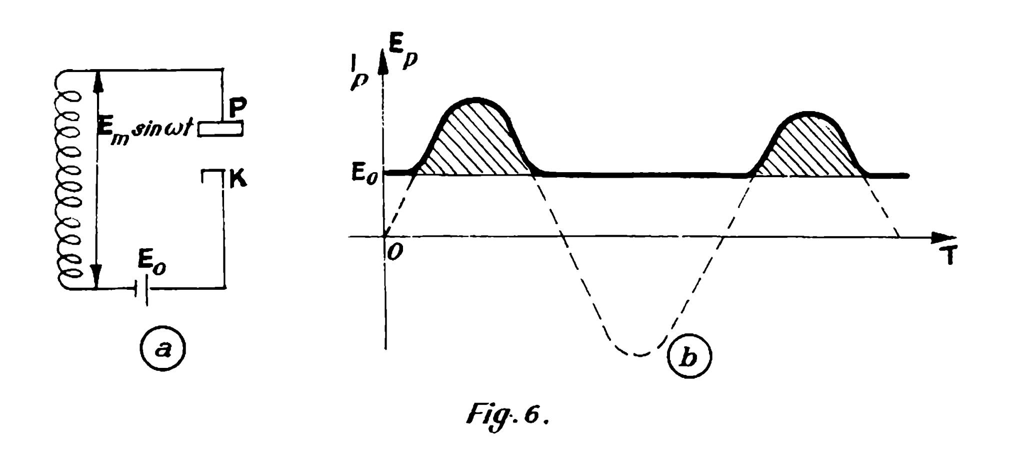


Fig. 6.

Nous avons vu que la diode ne sera parcourue par aucun courant pendant l'alternance négative. D'une façon générale, le courant ne circulera pas lorsque la cathode sera plus positive que la plaque. Si donc on porte la cathode à un potentiel continu E_0 et si on applique à la plaque une tension alternative :

$$E_p = E_m \sin \omega t$$

le courant ne circulera que si :

$$E_m \sin \omega t + E_0 > 0$$

On peut donc limiter à volonté le temps de circulation du courant en agissant sur le potentiel cathode (fig. 6 a et b).

Introduction d'une résistance dans le circuit

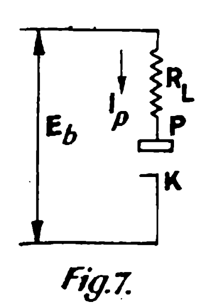


Fig.7.

Si le courant qui circule dans la lampe est I_p, la tension effectivement appliquée entre plaque et cathode sera :

$$E_p = E_b - R_L I_p \tag{3}$$

Si nous admettons que dans la zone d'utilisation :

$$I_p = K' E_p$$

K' a la dimension de l'inverse d'une résistance :

$$K' = \frac{I_p}{E_p}$$

Nous désignerons par r_p, $\frac{1}{K'}$; c'est la résistance intérieure de la lampe :

$$r_p I_p = E_p \tag{4}$$

En combinant (3) et (4), nous aurons :

$$I_p = \frac{E_b}{r_p + R_L} \tag{5}$$

Connaissant la caractéristique statique S de la diode, on peut, par une construction graphique simple, résoudre l'équation à deux inconnues :

$$E_p = E_b - R_L I_p \qquad (3)$$

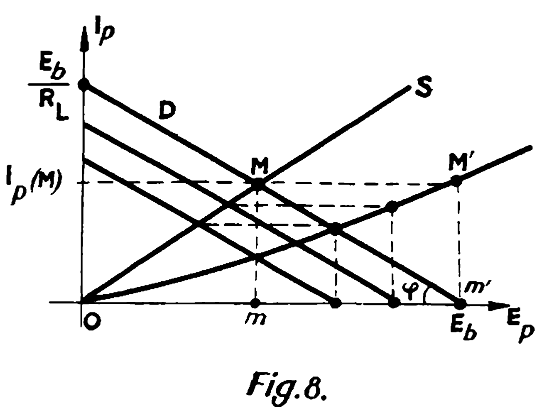


Fig. 8.

Dans le plan $I_p E_p$ cette équation est représentée par une droite D définie par deux de ses points :

$$E_p = 0 \quad I_p = \frac{E_b}{R_L}$$



$$I_p = 0 \quad E_p = E_b$$

La pente de cette droite est $1/R_L$.

Le point d'intersection M de la caractéristique S avec la droite D, dite droite de charge, détermine la valeur du courant $I_{p(M)}$ dans les conditions de fonctionnement. Par conséquent, l'intersection M' de l'horizontale de $I_{p(M)}$ et de la verticale de E_b donnera un point de la nouvelle caractéristique de fonctionnement, dite caractéristique dynamique.

On aura d'autres points de la caractéristique dynamique en traçant des droites de charge avec la même résistance R_L, mais pour d'autres valeurs de E_b, E_{b_1}, E_{b_2}. Toutes ces droites seront parallèles à D, ayant toutes pour pente $1/R_L$.

Justification de la construction. - Considérons les segments Om et mm' sur l'axe E_p :

$$mm' \operatorname{tg} \varphi = m M$$

$$mm' = m M R_L$$

mm' représente donc la chute de tension dans la résistance R_L.

$$Om = Om' - mm'$$

$$Om' = E_b \quad mm' = I_{p(M)} R_L$$

Donc Om = E_p, tension plaque-cathode.

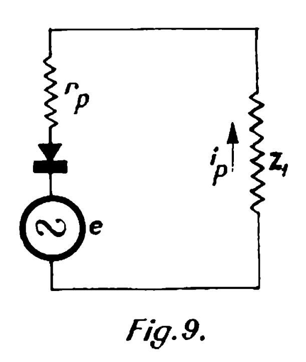


Fig.9.

Pour les calculs, on remplace la diode par un circuit équivalent (fig. 9), un générateur de tension alternative e~. Le symbole —▶▌— équivaut à une résistance infinie pour le courant circulant de droite à gauche et une résistance nulle si le courant circule de gauche à droite. Dans le circuit équivalent, on ne tient compte que des variations de courant. Les sources de tension continue, s'il en existe dans le circuit, sont négligées.

C. - UTILISATIONS DES DIODES A VIDE

Le champ d'application des diodes à vide est très vaste dans les appareillages électroniques.

Nous allons maintenant aborder l'étude de quelques-unes de ces applications. L'emploi des diodes pour la construction des sources de courant continu est étudié plus loin (chapitre IX).

a) Limiteurs de tension

Considérons le circuit de la figure 10, où un générateur G débite dans un circuit A. A peut être représenté par sa résistance d'entrée R_0. La tension appliquée à l'entrée de A ne doit en aucun cas dépasser une certaine valeur bien définie E_0. Il suffit pour cela de mettre en parallèle sur la résistance R_0 une diode dont la cathode sera portée au potentiel E_0, de sorte que, si la tension E fournie par le générateur est inférieure à E_0, la diode est bloquée; sa résistance est infinie et ne gêne en rien le fonctionnement. Lorsque E devient supérieur à E_0, la diode devient conductrice, sa résistance directe étant faible, la chute de tension interne est négligeable et on maintient en M une tension pratiquement égale à E_0.

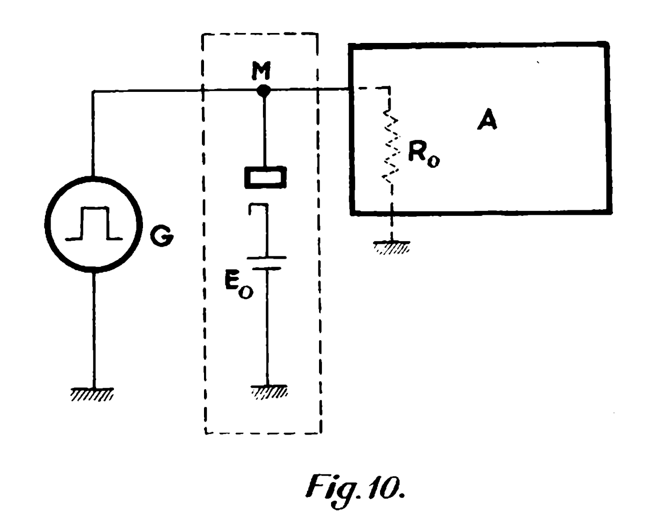


Fig.10.

b) Circuit mélangeur à diodes (fig. 11)

Soient n sources fournissant des tensions rectangulaires négatives. Chacune de ces sources ayant une résistance intérieure R_j est reliée d'une part à la terre et d'autre part à la cathode d'une diode $(K_1 \dots K_n)$. Toutes les diodes ont leurs plaques reliées à la terre à travers la résistance R_L. Si nous avions une seule branche de circuit, la tension recueillie aux bornes de R_L serait :

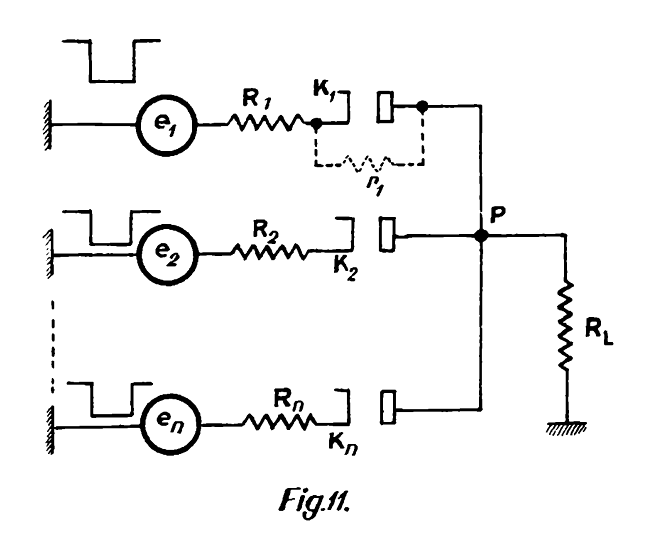


Fig.11.

$$e_{sj} = e_j \frac{R_L}{R_j + r_j + R_L}$$

r_j étant la résistance directe de la diode considérée.

Si donc :

$$R_L \gg R_{0_j} + r_j$$

$$e_{sj} \# e_j$$

c'est-à-dire qu'à la sortie nous retrouvons la tension négative fournie par la source et pratiquement $e_p = e_K$.

La plaque et la cathode de la diode sont au même potentiel. Considérons maintenant le circuit de la figure 11 et supposons qu'entre les instants t_1 et t_2 (fig. 12) une seule source débite. De ce fait, le point P est porté à un potentiel négatif $-E_j$ et les n-1 autres diodes du circuit sont bloquées. Si donc pendant cet intervalle de temps l'une quelconque des n-1 diodes reçoit un signal E_1, aucun changement ne se produira en P si : $E_1 \leqslant E_j$. Par contre, si : $E_1 > E_j$,

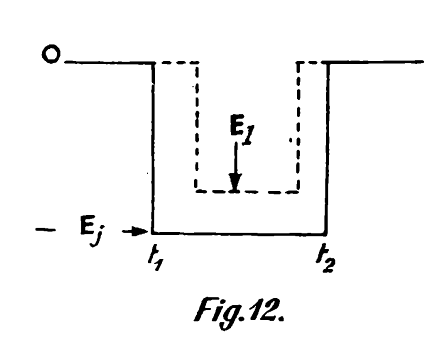


Fig.12.

la diode 1 commencera à débiter et c'est elle qui à son tour bloquera toutes les autres diodes. Finalement, si des signaux simultanés de différentes amplitudes sont appliqués aux n entrées, le signal de sortie aura l'amplitude du plus grand des signaux d'entrée.

Si les sources fournissaient des tensions positives, on obtiendrait des résultats analogues en inversant simplement les diodes.

Ce type de circuit, connu sous le nom de circuit "ou" dans le jargon des électroniciens, est très utilisé lorsqu'on veut faire débiter plusieurs sources dans un même circuit sans que celles-ci réagissent les unes sur les autres.

Cependant leur emploi se trouve limité par des considérations de transmission de signaux.

En effet supposons qu'une seule diode débite. Les n-1 diodes bloquées ont leurs plaques au potentiel -E et leurs cathodes au potentiel 0 ; elles se comportent donc comme des capacités. Soit C_d la capacité interélectrodes de chacune des diodes et C_0 la capacité totale se trouvant dans le circuit de la diode en débit. Dès lors, au circuit de la figure 11 équivaut le circuit de la figure 13 a.

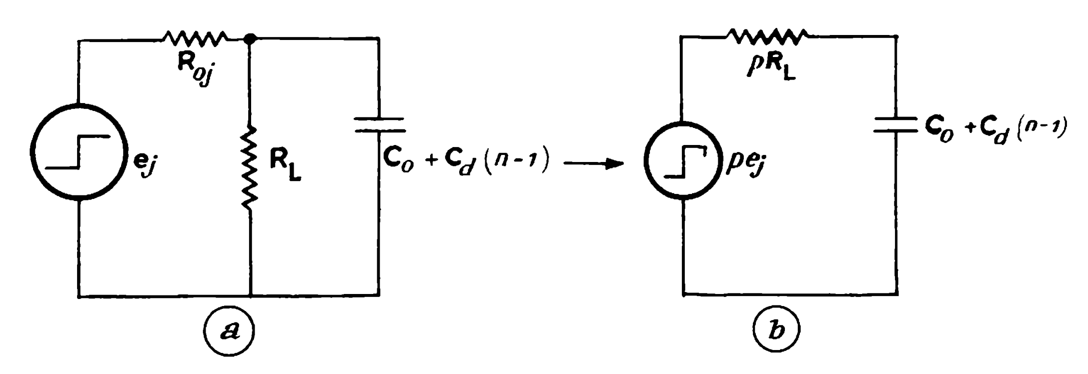


Fig.13.

Par la transformation de Thévenin nous lui ferons correspondre le circuit de la figure 13 b.

1) Front d'onde (fig. 14)

Dès l'apparition de e_j les conditions de 13 b se trouvent réalisées Nous avons donc un circuit RC attaqué avec un front rectangulaire. Le signal de sortie sera donc arrondi (voir chapitre III). La constante de temps de charge est :

$$\tau_{1j} = p\, R_L \left[C_0 + C_d \,(n-1) \right] \qquad \text{avec } p = \frac{R_j}{R_L + R_j}$$

Or comme par hypothèse $R_L \gg R_j$:

$$\tau_{1_j} = R_j \left[C_0 + C_d (n-1) \right]$$

2) Queue d'onde (fig. 14)

Dès que la conduction cesse, la diode D_j elle-même se comporte comme une capacité C_d. Le circuit de décharge est donc formé de la résistance R_L et de la capacité C_0 en parallèle avec n capacités C_d. La constante de temps de décharge sera :

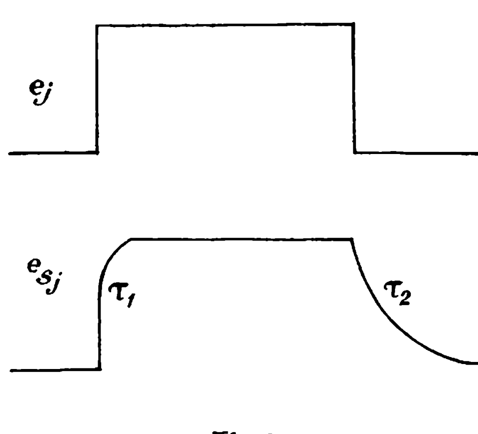


Fig.14.

$$\tau_2 = R_L \left[C_0 + n\, C_d \right]$$

Du fait que :

$$R_L \gg R_0$$

$$\tau_2 \gg \tau_1$$

la décharge traînera beaucoup plus que la charge.

c) Circuit à coïncidences (fig. 15)

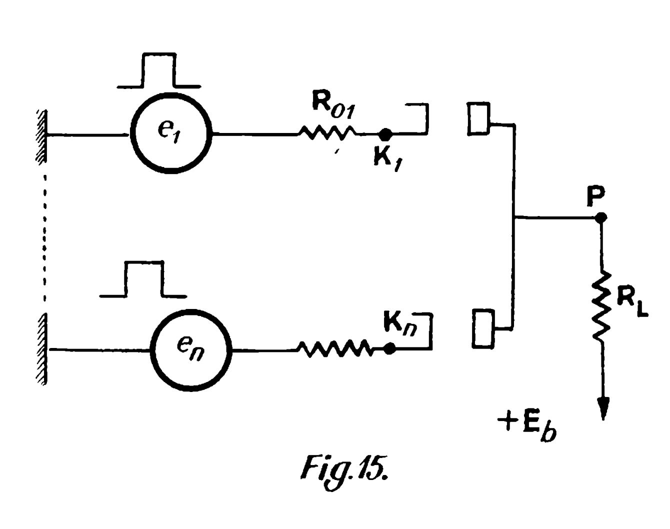


Fig.15.

Au repos toutes les diodes sont conductrices et si :

$$R_L \gg R_j + r_j$$

$$E_p \# E_K \# 0$$

Supposons qu'une seule des sources applique une impulsion positive. Cette impulsion aura pour effet de bloquer la diode correspondante, mais aucune variation

n'apparaîtra en P. Notons cependant que chacune des n-1 autres diodes débitera un peu plus, de telle sorte qu'on ait toujours :

$$R_L \sum_{1}^{n-1} i'_j = R_L \sum_{1}^{n} i_j \# E_b$$

On peut faire le même raisonnement en supposant que 2, 3 ... n-1 diodes reçoivent simultanément des signaux identiques. Aucune variation n'apparaîtra en P, chacune des diodes débitant un peu plus au fur et à mesure qu'on soustrait 1, 2 ... p diodes au circuit. Il est évident que cette opération n'est possible qui si chacune des diodes est capable de débiter un courant :

$$i = \frac{E_b}{R_L}$$

sans dommage.

Supposons maintenant que les n diodes reçoivent en même temps des signaux identiques. Dès l'apparition du front d'onde, les n diodes vont se bloquer et le potentiel en P montera à E_b. Ceci durera tant que l'une quelconque des diodes ne redeviendra pas conductrice du fait de la cessation de la tension positive appliquée à sa cathode.

Considérons le cas de signaux simultanés, mais d'amplitudes différentes. Soit E_1 l'amplitude du plus petit signal. Le signal de sortie aura pour amplitude E_1. En effet, lorsque le signal de sortie aura atteint le niveau E_1, la diode D_1 se débloquera, ramenant le potentiel de P à 0.

Nous laissons aux élèves le soin de tracer les schémas analogues pour des impulsions négatives.

Ce type de circuit (circuit "et") sera utilisé pour la réalisation des portes électroniques (gates), lorsqu'on voudra sélectionner des signaux provenant de sources différentes.

Ici encore le nombre de coïncidences sera limité par des considérations de transmission de signaux.

Un raisonnement analogue au précédent montrera qu'au front d'onde correspond le circuit de charge (fig. 16 a):

$$\tau_1 = R_L\left(C_0 + n\,C_d\right)$$

et à la queue d'onde le circuit de décharge (fig. 16 b):

$$\tau_2 = \frac{1}{\sum \frac{1}{R_{0_j}}} \left(C_0 + n\,C_d\right)$$

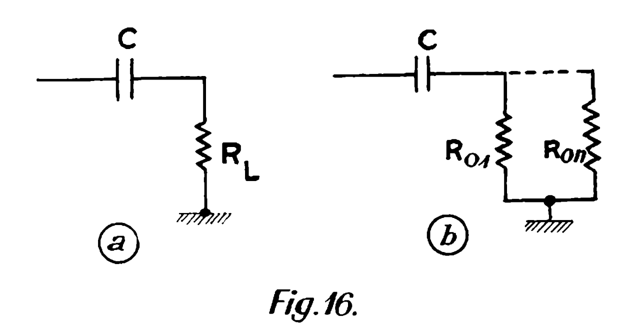
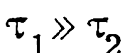
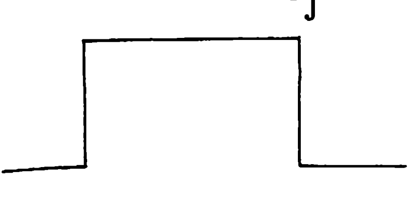


Fig. 16.



$$\tau_1 \gg \tau_2$$



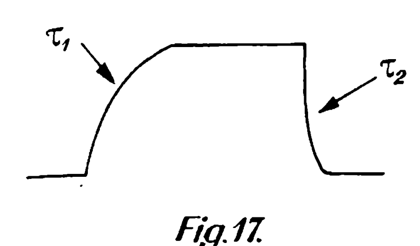


Fig. 17.

Le signal traînera beaucoup plus à la montée qu'à la descente.

d) Compteurs d'impulsions à diodes

Dans bon nombre d'études au laboratoire ou d'opérations industrielles, on est amené à compter des impulsions électriques. Lorsque la cadence de celles-ci est faible, une dizaine d'impulsions par seconde, on peut utiliser des numérateurs électromagnétiques. Ceux-ci sont formés d'un électro-aimant actionnant un équipage mobile, lequel à son tour entraîne des roues dentées. Chaque impulsion attire l'équipage mobile, qu'un ressort antagoniste remet en place dès la cessation de l'impulsion. A chaque déplacement de l'équipage mobile correspond une rotation de 1/10 de tour de la première roue. La première roue entraînera une deuxième, le rapport des rotations étant de 1/10, etc. On a ainsi un moyen simple de compter des impulsions. Cependant très souvent on a affaire à des impulsions avec des cadences trop élevées pour les compteurs électromagnétiques. On aura alors recours à des compteurs électroniques. Il en existe plusieurs types, que nous verrons par la suite. Leur cadence de comptage peut être très élevée et se chiffrer en mégacycles. Un compteur très simple peut être construit avec une double diode. Son schéma est celui de la figure 18.

Appliquons une impulsion positive à l'entrée. D_1 conduira, D_2 sera bloquée. Si on néglige la résistance intérieure de la diode, le point B sera instantanément porté au potentiel:

$$E_{B_1} = \frac{C_2}{C_1 + C_2} \cdot E = KE$$

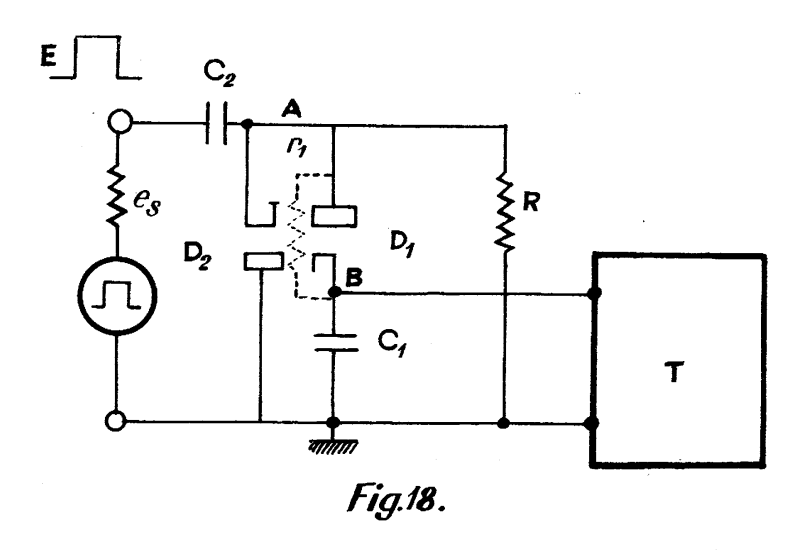


Fig.18.

$$E_A \# E_B$$

A la chute de l'impulsion, D_2 se bloquera; le condensateur C_1 gardera sa charge. La chute de l'impulsion provoque en A l'apparition d'un potentiel négatif (voir circuits RC), rendant D_2 conductrice. Ainsi C_2 se décharge rapidement à travers cette diode. A la fin de la première impulsion on aura donc :

$$E_A = 0 \qquad E_B = E \frac{C_2}{C_1 + C_2} = KE$$

Pour une nouvelle impulsion D_1 ne deviendra conductrice que lorsque E_A aura atteint la valeur KE. La variation effective de tension appliquée est donc :

$$E - KE = E\,(1-K)$$

et l'accroissement de tension de C_1 sera :

$$\Delta E_2 = E\,K\,(1-K)$$

A la fin de la deuxième impulsion nous aurons donc :

$$E_{B_2} = \Delta E_1 + \Delta_{E_2} = KE + KE\,(1-K)$$

En continuant le raisonnement on montrera sans difficulté que l'accroissement du potentiel après la $n^{ième}$ impulsion sera :

$$\Delta E_{B_n} = KE\,(1-K)^{n-1}$$

La tension en B aura atteint la valeur :

$$\sum \Delta E_B = KE + KE\,(1-K) \ldots\ldots\ldots + KE\,(1-K)^{n-1}$$

D'où :

$$E_{B_n} = KE \cdot \frac{1-(1-K)^{n-2}}{1-(1-K)} = E\left[1 - (1-K)^{n-2}\right]$$

La tension E_B tend exponentiellement vers E. Plaçons aux bornes de C un circuit T. Ce circuit présente une résistance infinie lorsque la tension à son entrée est inférieure à une valeur E_D et une résistance nulle lorsque cette tension atteint la valeur E_D. Donc dès que :

$$E_B = E_D$$

le circuit T déchargera le condensateur C_1 et une nouvelle période de charge par paliers pourra commencer.

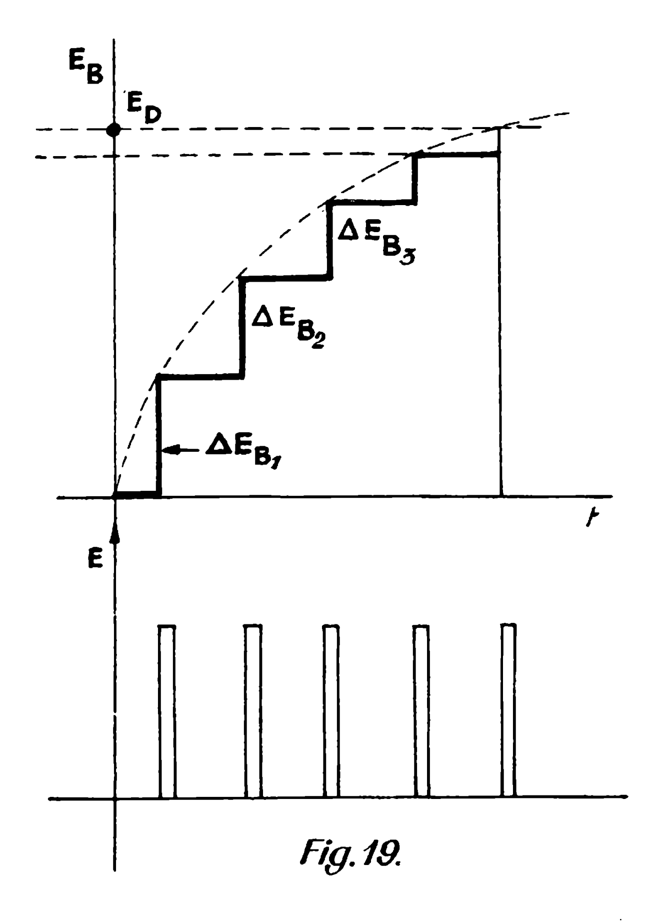


Fig. 19.

Il est à remarquer que, les Δ décroissant suivant une loi exponentielle, il sera recommandé de choisir un nombre limité de marches par cycle, afin que, si n est le nombre de marches par cycle :

$$\Delta E_{B_n} = KE\,(1-K)^{n-1}$$

soit assez grand pour que le circuit T puisse fonctionner dans des conditions sûres. Le nombre n étant fixé, on peut chercher la valeur optimum de K à choisir. Pour cela il faut que ΔE_{B_n} soit maximum, c'est-à-dire :

$$\frac{d}{dK}\left(\Delta E_{B_n}\right) = 0$$

qui donnera $K = \frac{1}{n}$.

Dans la pratique on prendra $n < 10$; on peut cependant monter à des nombres plus élevés. Il est possible, à l'aide de circuits appropriés, d'égaliser les marches d'escalier.

Pour l'affichage du résultat de comptage, le circuit T comporter un indicateur de tension aux bornes de C_1 (voltmètre électronique à très forte impédance d'entrée) et un totalisateur de cycles. Si la cadence imposée au totalisateur électromagnétique est trop élevée, on utilisera un deuxième compteur à diodes, etc. Remarquons que, comme T émet une impulsion pour n impulsions qu'il reçoit, le dispositif peut être considéré comme un diviseur de fréquences.

Quoique ceci soit en dehors de notre sujet, notons que dans de nombreuses applications n peut remplacer les diodes par des redresseurs métalliques ou des cristaux semi-conducteurs.

Parmi les premiers, nous citerons les redresseurs oxymétal et les redresseurs au sélénium. A titre d'exemple, un redresseur oxymétal est monté suivant le schéma de la figure 20. Dans ces éléments, le courant d'électrons circule du métal vers l'oxyde (le courant électrique en sens inverse). Ces éléments ont pour propriété de présenter

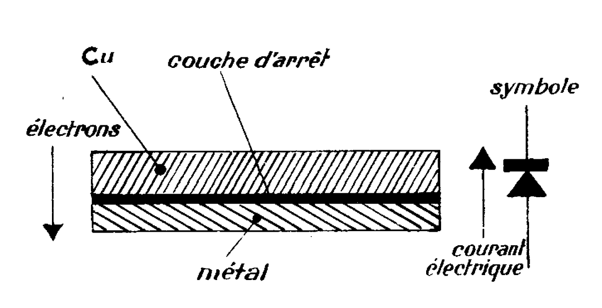


Fig. 20. Elément oxymétal.

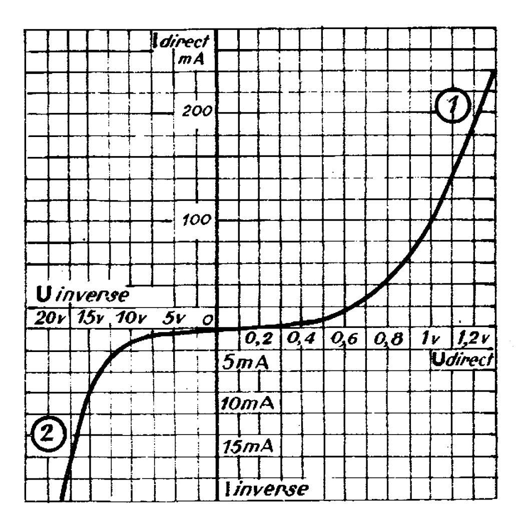


Fig. 21.

une résistance électrique plus élevée dans un sens (2) que dans l'autre (1) (fig. 21). On voit cependant sur la figure 21 que la tension inverse doit être maintenue à un niveau faible pour ne pas avoir un courant inverse élevé. Pour éviter ceci on utilise un empilement d'éléments. Les caractéristiques des semi-conducteurs métalliques étant très sensibles à la température, on munit ceux-ci d'ailettes de refroidissement.

Le tableau de la page suivante donne les conditions moyennes d'utilisation des redresseurs métalliques.

Type	Densité de courant (A/cm^2)	Température max. de fonctionnement	Tension inverse (volts)
Cu-CuO	0,045	35°	8 à 11,5 v
Sélénium	0,045	35°	25 v
Sulfure de cuivre	3,9	40°	5

L'industrie livre actuellement un grand choix de cristaux semi-conducteurs (allant de quelques milliampères à plusieurs centaines d'ampères de débit), dont le fonctionnement est basé sur les propriétés semi-conductrices des cristaux de silicium et de germanium. La figure 22 donne les caractéristiques des cristaux (types 24 RI - 23 RI - 22 RI - 21 RI de la Compagnie Thomson Houston). Ces éléments supplantent les diodes dans de très nombreuses applications du fait de leurs caractéristiques très intéressantes sous un très faible encombrement. Un des avantages essentiels de ces semi-conducteurs est de ne pas nécessiter de chauffage. De création relativement récente, ces semi-conducteurs sont appelés à remplacer les diodes à vide ou à gaz presque dans toutes leurs applications.

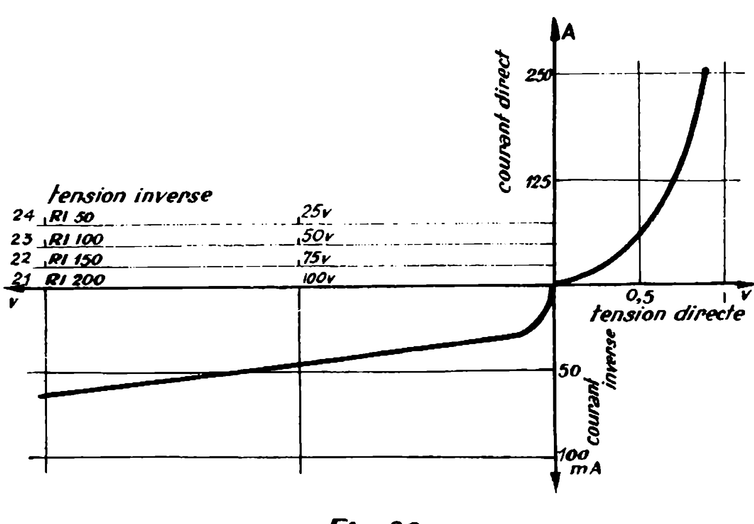


Fig. 22.

CHAPITRE VII

DECHARGES DANS LES GAZ - DIODES A GAZ

A. - IONISATION DES GAZ

Jusqu'ici nous n'avons envisagé que le cas où les électrons étaient engendrés et évoluaient dans une enceinte où un vide poussé était réalisé. Nous allons maintenant étudier l'effet de la présence d'un gaz dans l'ampoule. Il s'agira dans tous les cas d'un gaz inerte sous faible pression.

Un atome gazeux est formé d'un noyau central chargé positivement et d'un certain nombre d'électrons périphériques. La charge positive de l'atome est égale au signe près à la charge négative des électrons. Au point de vue des charges électriques, l'atome est neutre. Un bombardement des atomes, soit par des électrons rapides, soit par des photons, peut provoquer l'ionisation du gaz. L'ionisation se manifeste par la perte d'un électron périphérique; l'atome se réduit alors à une charge positive e(+) sans variation notable de sa masse. Le potentiel d'ionisation, c'est-à-dire l'énergie nécessaire pour arracher un électron à l'atome, n'est pas le même pour tous les gaz. Le tableau ci-dessous donne les valeurs du potentiel d'ionisation pour quelques gaz usuels.

Gaz	Potentiel d'ionisation en électrons-volts
Argon	15.7
Néon	21.5
Hélium	24.5
Mercure	10.4
Azote	5.12

La faible valeur du potentiel d'ionisation de la vapeur de mercure explique l'emploi fréquent de ce gaz dans les lampes ou dispositifs à ionisation.

B. - DIODES A GAZ

Fonctionnement des diodes à gaz

Nous avons vu qu'avec les lampes à vide la caractéristique courant plaque en fonction de la tension plaque, si on néglige l'effet Schottky, présentait deux régions bien distinctes :

a) La région des charges spatiales où le courant est limité par la valeur du champ accélérateur;

b) La région de saturation où le courant est limité par l'émission cathodique.

La caractéristique qu'on relèvera avec une lampe à gaz ayant la même géométrie qu'une lampe à vide aura une allure essentiellement différente. Cette caractéristique aura la forme de la figure 1. On y distingue les zones OA, AB, BC, CDE, EFG. Nous allons envisager successivement les phénomènes se produisant dans ces différentes zones.

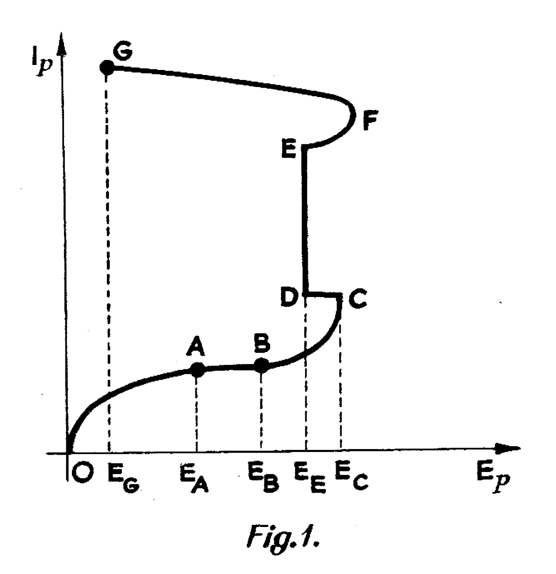


Fig.1.

Zone OA. - Dans cette zone, les phénomènes qui se produisent sont analogues à ceux se produisant dans une lampe à vide. Nous sommes dans une zone de charge spatiale où la variation du courant est proportionnelle à la variation du champ accélérateur. Cependant, pour une même géométrie de la lampe et un même champ accélérateur, le courant d'une lampe à vide sera légèrement supérieur à celui d'une lampe à gaz. Ce phénomène s'explique par le freinage des électrons lors de leurs chocs avec les atomes du gaz.

Zone AB. - Zone de saturation, le courant y est limité par l'émission cathodique. Cette zone est en général très réduite.

Zone BC. - On constate ici un accroissement rapide du courant plaque en fonction de la tension plaque. Les électrons, issus de la cathode, acquièrent suffisamment d'énergie pour que leurs chocs avec les atomes du gaz provoquent l'ionisation de ceux-ci. Ainsi, un électron, issu de la cathode, peut dans son parcours de la cathode à la plaque donner naissance à plusieurs autres électrons par ionisation ; de ce fait, le courant plaque augmentera avec l'ionisation du gaz. Nous

pouvons calculer l'accroissement du courant dû à l'ionisation.
Soit n_0 le nombre des électrons issus de la cathode par seconde. A une distance x de la cathode (fig. 2), du fait de l'ionisation, le nombre d'électrons passant par seconde sera n. Soit dn l'accroissement du nombre d'électrons dans le parcours dx et soit α le nombre d'électrons dus à l'ionisation pendant le parcours unité. Entre ces différentes grandeurs, il existe la relation suivante :

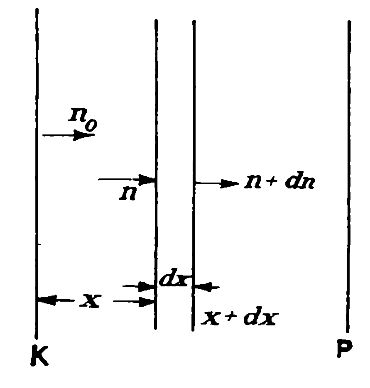


Fig. 2.

$$dn = \alpha n dx$$

$$\frac{dn}{n} = \alpha\, dx$$

et en intégrant :

$$n = n_0\, e^{\alpha x} \qquad (1)$$

$$x = 0 \qquad n = n_0$$

Si d est la distance des électrodes, la relation deviendra :

$$n = n_0\, e^{\alpha d} \qquad (2)$$

Le courant circulant dans la lampe sera :

$$I = I_0\, e^{\alpha d} \qquad (3)$$

α est le premier coefficient de Townsend.

Le coefficient α dépend :

1) De l'énergie des électrons, c'est-à-dire du champ accélérateur;
2) Du libre parcours moyen de l'électron, c'est-à-dire de la pression du gaz;
3) De l'énergie nécessaire à l'ionisation du gaz, c'est-à-dire du potentiel d'ionisation, qui dépend de la nature du gaz.

On voit que pour des lampes ayant la même géométrie la présence du gaz introduit un coefficient de multiplication du courant :

$$\delta = \frac{I}{I_0} = e^{\alpha d} \qquad (4)$$

La zone BC considérée porte encore le nom de "zone de décharge non auto-entretenue" car le passage du courant n'est possible qu'en présence des n_0 électrons extraits à la cathode grâce à l'apport d'une énergie extérieure (thermique, photonique, etc.).

Dans la formule (3), nous n'avons tenu compte que des électrons se déplaçant de la cathode vers l'anode; de ce fait cette relation ne donne pas la valeur exacte du courant. Les ions positifs beaucoup plus lourds que les électrons, se déplaçant beaucoup plus lentement que ceux-ci, acquièrent dans leur parcours vers la cathode une certaine énergie :

$$W = e^{(+)} \int_x^0 \frac{dV}{dx}\, dx$$

qui peut être suffisante pour arracher à la cathode de nouveaux électrons par bombardement ionique.

La répartition des charges dans la lampe correspondra alors au schéma de la figure 3. Le courant sera exprimé par la formule :

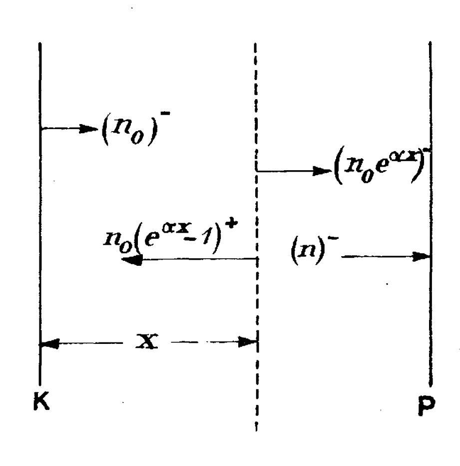


Fig.3.

$$I = I_0\, e^{\eta E} \qquad (5)$$

dans laquelle η est une constante dépendant de la pression du gaz et de la nature de celui-ci. Il est plus exact de mettre cette formule sous la forme :

$$I = I_0\, e^{\eta(E - E_B)} \qquad (6)$$

puisque l'ionisation ne commence qu'en B.

Zone CEF. - Au point C, on constate une brusque illumination du gaz (la couleur dépend de la nature du gaz) accompagnée d'une chute de tension aux bornes de la lampe. CE est une zone de transition. On dira qu'il y a amorçage. E_c est la tension d'amorçage, E_e est la tension d'entretien. Lorsque la décharge est amorcée, la suppression de l'excitation extérieure de la cathode (énergie thermique, etc.) n'annule pas le courant. Nous nous trouvons dans une zone de

décharge auto-entretenue due à l'émission secondaire par bombardement ionique de la cathode.

Soient :

n_s le nombre d'électrons secondaires c'est-à-dire d'électrons arrachés à la cathode par bombardement ionique ;

n_e le nombre d'électrons émis sous l'effet de l'excitation extérieure ;

n_0 le nombre total d'électrons issus de la cathode :

$$n_0 = n_s + n_e \quad \text{(a)}$$

n_i le nombre d'ions arrivant à la cathode.

n_s n'est pas toujours égal à n_i. Soit alors γ le nombre moyen d'électrons émis par la cathode sous l'impact d'un ion. Nous aurons les relations suivantes :

$$n_i = n - n_0 \quad \text{(b)}$$

$$n_s = \gamma n_i = \gamma(n-n_0) = \gamma n_0(e^{\alpha d}-1) \quad \text{(c)}$$

(a) deviendra :

$$n_0 = \gamma n_0(e^{\alpha d}-1) + n_e \quad \text{(d)}$$

et :

$$n_e = n_0\left[1-\gamma e^{\alpha d} + \gamma\right] \quad \text{(e)}$$

$$n_0 = \frac{n_e}{1 - \gamma e^{\alpha d} + \gamma} \quad \text{(f)}$$

$$n = \frac{n_e e^{\alpha d}}{1 - \gamma e^{\alpha d} + \gamma} \quad \text{(g)}$$

Dans ces conditions le courant de la lampe est :

$$I = \frac{I_e e^{\alpha d}}{1 - \gamma e^{\alpha d} + \gamma} \qquad (7)$$

Le courant peut donc tendre vers l'infini ; il suffit pour cela que le dénominateur s'annule :

$$1 - \gamma e^{\alpha d} + \gamma = 0 \qquad (8)$$

Quelle est la signification de ceci ?

Elle équivaut à dire que chaque ion atteignant la cathode donne naissance à un électron. En effet, d'après (b), le nombre d'ions atteignant la cathode est :

$$n_i = n_0 \left(e^{\alpha d} - 1 \right)$$

Ces n_i ions donneront naissance à :

$$\gamma n_0 \left(e^{\alpha d} - 1 \right) \text{ électrons}$$

et si un ion donnait naissance à un électron on aurait :

$$\gamma \left(e^{\alpha d} - 1 \right) = 1$$

qui n'est autre que la relation (8).

En réalité le courant ne deviendra pas infini. Il continuera à croître jusqu'en G où un arc disruptif s'amorcera avec une tension d'entretien très faible E_G. L'amorçage de l'arc entraînera la mise hors d'usage de la lampe.

Certaines lampes, telles que les cellules photoélectriques à gaz, fonctionnent dans la zone OABC ; d'autres, telles que les lampes à décharge à cathode froide, fonctionnent dans la zone DE. Quel que soit le type de la lampe à gaz considérée, il est important de ne pas dépasser les conditions limites de courant et de tension afin de ne pas la détériorer rapidement. Dans le cas des lampes à vide, le courant est limité par l'émission cathodique; dans le cas des lampes à gaz, il ne pourra être limité que par la limitation de la tension d'alimentation

et l'introduction de résistances dans le circuit. Il est nécessaire de limiter le courant à des valeurs relativement faibles pour éviter l'émission par bombardement ionique. En effet, les ions éléments lourds peuvent très rapidement détériorer la cathode.

Stabilisation de tension

La caractéristique de la figure 1 met en évidence une propriété très intéressante des diodes à gaz. On constate en effet que dans la zone DE à de fortes variations du courant plaque correspondent des variations de tension aux bornes de la lampe pratiquement nulles. Cette propriété est couramment utilisée pour la stabilisation des sources de tension continue, dont nous étudierons plus loin la construction et le fonctionnement. Les lampes utilisées à cette fin sont en général à cathode froide. Ici, il n'y aura pas d'émission cathodique; la zone OABC est donc supprimée. La décharge est provoquée en ionisant le gaz en le soumettant à un champ électrostatique intense. La lampe s'amorcera pour une certaine tension entre ses bornes (point C), puis cette tension après la chute correspondant à CD se stabilisera à la tension d'entretien. Le schéma et la caractéristique de la figure 4 résument le fonctionnement de ces dispositifs. Une variation $\pm \Delta E$ de la tension d'entrée se traduira par une variation du courant $\pm \Delta i_p$ entraînant une variation $\pm R\Delta i_p$ dans la résistance R et la tension aux bornes de la lampe se maintiendra constante. L'absence de la résistance R, dite résistance ballast, imposerait aux bornes de la lampe la tension de la source ; il n'y aurait donc aucune régulation.

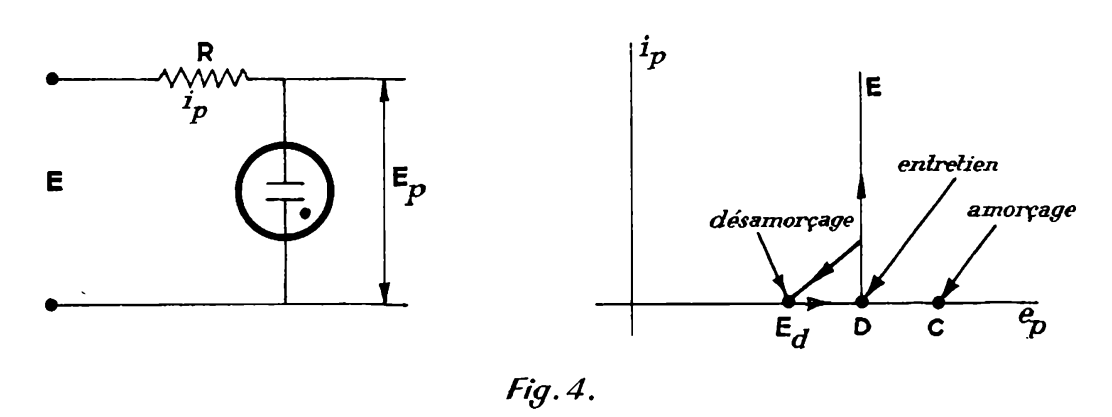


Fig. 4.

Si la tension de la source tombe à une valeur E_d, le phénomène d'ionisation ne pourra plus être auto-entretenu et la lampe se désamorcera. Pour les diodes stabilisatrices à gaz du type courant, l'écart entre la tension d'amorçage et de désamorçage est relativement faible, de l'ordre d'une dizaine de volts.

Dans la pratique, les diodes utilisées contiennent un gaz inerte à faible tension d'ionisation. Il en existe de multiples types, ayant des plages plus ou moins étalées de régulation.

Par exemple, les diodes OA 2 :

- Tension d'amorçage ..... 170 à 180 V
- Tension d'entretien ..... 150 V
- Limites de courant ..... 5 à 30 mA

Diodes OB 2 :

- Amorçage .... 130 V
- Entretien .... 108 V
- Courant .... 5 à 30 mA

Ces lampes permettent d'obtenir une stabilisation de l'ordre de 1 % dans leurs limites de fonctionnement :

$$100 \frac{\Delta E_p}{E_p} = 1 \%$$

Il existe également des lampes avec une stabilisation meilleure, telles que les A 90, A 95, etc. Ces lampes servent souvent d'étalons de tension. Elles débitent des courants très faibles de l'ordre de 2 à 4 mA.

CHAPITRE VIII

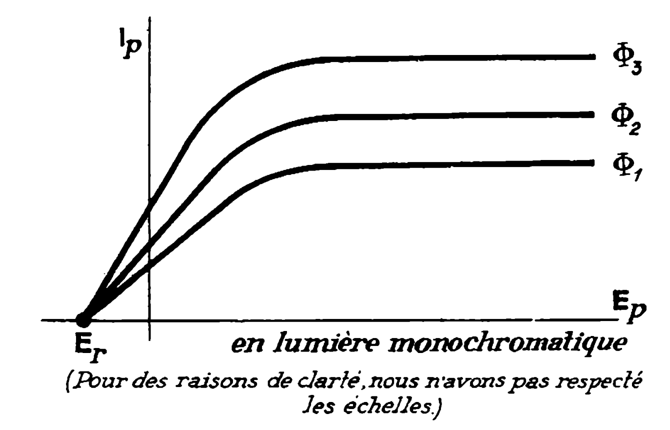
CELLULES PHOTOELECTRIQUES

Les métaux ou les gaz, dans certaines conditions, peuvent émettre des électrons. Pour que cette libération d'électrons soit possible, il faut un certain apport d'énergie externe. Cette énergie externe peut être de différentes natures. Lorsque celle-ci est d'origine photonique, on dit qu'on est en présence d'une émission photoélectrique. On distingue trois variétés de phénomènes photoélectriques :

a) L'émission d'électrons par un métal sous l'effet de la lumière;
b) L'apparition d'une f.e.m. dans toute réaction physique ou chimique sous l'influence de la lumière ;
c) Les variations de la conductivité sous l'influence de la lumière.

A. - EMISSION PHOTOELECTRIQUE

Sous l'effet de la lumière, certains métaux, plus particulièrement les métaux alcalins, alcalino-terreux et leurs composés, libèrent des électrons. Si l'on place en face de la cathode émissive une anode collectrice portée à un certain potentiel positif par rapport à la cathode, on constate la présence d'un courant circulant de l'anode à la cathode. Cependant, l'expérience montre qu'en l'absence de toute accélération anodique (anode au potentiel de la cathode) il existe encore un courant du fait que certains électrons, issus de la cathode, possèdent suffisamment d'énergie pour atteindre l'anode. Les énergies que possèdent les électrons à leur sortie de la cathode se répartissent entre 0 et une valeur maximum. Pour annuler complètement le courant photoélectrique, il faut appliquer à l'anode un potentiel retardateur E_r (fig. 1).



(Pour des raisons de clarté, nous n'avons pas respecté les échelles.)

Fig. 1.

La valeur de E_r déterminée expérimentalement permet de calculer la vitesse maximum que peut avoir un électron issu de la cathode. En effet, la relation reliant les énergies permet d'écrire :

$$\frac{1}{2} m v^2 max = e E_r$$

e = charge de l'électron.

L'expérience montre que E_r est indépendant de l'intensité lumineuse; il en est par conséquent de même de la vitesse maximum. par contre E_r dépend de la longueur d'onde de la lumière incidente; il est d'autant plus grand en valeur absolue que la fréquence ν de la radiation est plus élevée. Il existe entre E_r et ν une relation linéaire. Les caractéristiques courant plaque, tension plaque présentent toutes une zone de saturation, c'est-à-dire qu'à partir d'une certaine valeur du potentiel accélérateur une augmentation de celui-ci n'entraîne aucune augmentation du courant photoélectrique. Dans cette zone, le courant est proportionnel à l'intensité lumineuse.

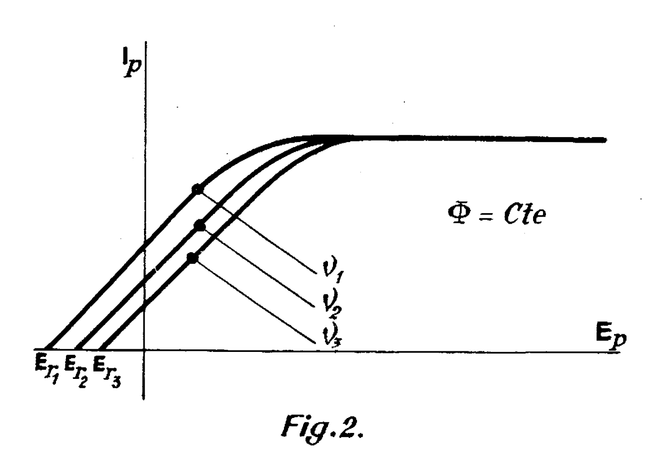


Fig.2.

La sensibilité d'un métal émetteur n'est pas la même pour toutes les radiations. C'est-à-dire que si on éclaire une cathode par différentes radiations à flux constant le courant plaque ne sera pas le même. Le rapport du courant plaque I_p à l'énergie lumineuse W est donc une fonction de la longueur d'onde ν de la radiation :

$$\frac{I_p}{W} = f(\nu)$$

L'émission photoélectrique est donc sélective.

On peut résumer les caractéristiques essentielles de la photoémission comme suit :

a) L'énergie maximum des électrons émis par un métal par effet photoélectrique est indépendante de l'intensité lumineuse et dépend de la longueur d'onde de la radiation. La relation linéaire existant

entre ces deux grandeurs a été établie par Einstein :

$$\frac{1}{2} m v^2 \max = K \nu \quad \text{indépendant de } \varphi$$

b) Dans la zone de saturation, le courant photoélectrique est proportionnel à l'intensité lumineuse :

$$I_p = K' \varphi \quad \text{avec } \nu = \text{Cte}$$

c) L'émission photoélectrique est sélective au regard de la fréquence de la radiation incidente et présente en général un maximum pour une fréquence donnée (fig. 3).

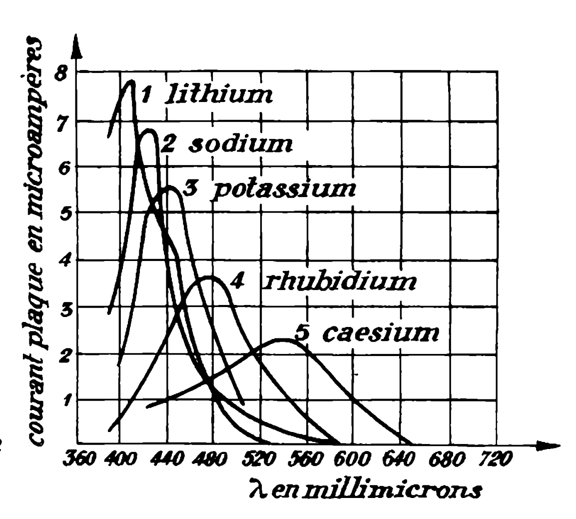


Fig.3.

La loi du paragraphe a) trouve son explication dans la théorie des quanta. En effet, la lumière est formée de photons dont l'énergie est $h\nu$, ν étant la fréquence, h la constante de Planck.

A une intensité lumineuse plus élevée correspond un plus grand nombre de photons, mais l'énergie de chaque photon ne dépend que de sa fréquence. Donc une plus grande intensité libérera un plus grand nombre d'électrons, mais l'énergie maximum que peuvent avoir ces électrons ne dépend pas de leur nombre.

Nous avons vu (chapitre V) qu'à l'intérieur du métal les électrons libres possèdent des énergies se répartissant entre 0 et un maximum E_m. Au voisinage de la surface du métal, il existe une barrière de potentiel E_b, $E_b > E_m$ empêchant la sortie des électrons sans apport d'énergie extérieure. Pour qu'un électron libre possédant à l'intérieur du métal l'énergie maximum E_m puisse le quitter, il faut lui fournir une énergie minimum E_w (fig. 4) :

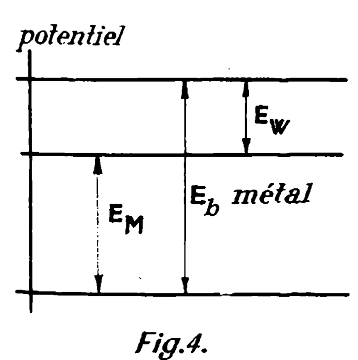


Fig.4.

$$E_w = E_b - E_M$$

E_w est le potentiel d'extraction. Pour un métal donné, E_b a une valeur constante bien définie; par conséquent le potentiel d'extraction sera d'autant plus grand,

c'est-à-dire qu'il sera d'autant plus difficile d'arracher des électrons au métal, que E_m sera plus petit. L'apport d'énergie d'un photon étant $h\nu$, la vitesse de l'électron issu sera donnée par :

$$\frac{1}{2} m v^2 \leqslant h\nu - e E_w$$

La vitesse maximum sera :

$$V_{max} = \sqrt{\frac{2(h\nu - e E_w)}{m}}$$

L'énergie $\frac{1}{2} m v^2$ peut être suffisante pour que l'électron qui la possède puisse atteindre l'anode en l'absence de tout champ accélérateur. L'expression de la vitesse maximum montre clairement la nécessité du champ retardateur pour annuler le courant photoélectrique, et la dépendance de E_r vis-à-vis de la longueur d'onde de la radiation.

Exemple. Soit une cathode au caesium pour laquelle l'énergie d'extraction est de 1, 8 eV et calculons le potentiel retardateur pour une radiation de 5 500 Å de longueur d'onde.

L'énergie photonique est :

$$W = h\nu$$

avec $h = 6,624.10^{-34}$ joule par seconde.

La longueur d'onde λ est de 5 500 Å, soit $5,5.10^{-7}$ mètre; la fréquence sera par conséquent :

$$\nu = \frac{c}{5,5} 10^7$$

c étant la vitesse de la lumière, soit 3.10^8 mètres par seconde; d'où

$$\nu = \frac{3.10^8}{5,5} 10^7 = 5,45.10^{14} \text{ cycles par seconde}$$

et :

$$W = 6,624.10^{-34} \times 5,45.10^{14} = 3,6.10^{-19} \text{ joule}$$

L'énergie maximum de l'électron issu sera donc :

$$\frac{1}{2} m v^2_{max} = h\nu - e E_w$$

soit :

$$W_{max} = \frac{1}{2} m v^2_{max} = 3,6.10^{-19} - 1,8 \times 1,6.10^{-19}$$

$$= 0,72.10^{-19} \text{ joule}$$

exprimée en électrons-volts :

$$W_{max} = \frac{0,72.10^{-19}}{1,6.10^{-19}} = 0,45 \text{ eV}$$

Le potentiel retardateur est donc :

$$E_r = 0,45 \text{ volt}$$

Tout électron ayant une énergie inférieure à E_m aura besoin, pour vaincre la barrière de potentiel, d'un apport d'énergie E'_w supérieur à E_w et aura à sa sortie une énergie cinétique :

$$\frac{1}{2} m v^2 = h\nu - e E'_w < h\nu - e E_w$$

L'expression :

$$e E_r = \frac{1}{2} m v^2_{max} = h\nu - e E_w$$

fournit une méthode pratique de détermination de la valeur $\frac{h}{e}$ par mesure du potentiel retardateur E_r.

Les équations précédentes montrent que pour un métal donné il existe une fréquence minimum de radiation au-dessous de laquelle toute émission est impossible. On désignera cette limite par seuil de fréquence qui sera donné par :

$$h\nu - e E_w = 0$$

$$\nu = \frac{e\,E_w}{h}$$

Dans le cas du caesium que nous avons traité, ce seuil est :

$$\nu_0 = \frac{e\,E_w}{h} = \frac{1,8 \times 1,6.10^{-19}}{6,624.10^{-34}} = 0,433.10^{15} \text{ périodes par seconde}$$

La longueur d'onde limite est :

$$\lambda_0 = \frac{310^8}{4,33.10^{14}} = 5\ 890\ \text{Å}$$

En ce qui concerne le paragraphe b), l'explication est aisée. Une grande intensité lumineuse se traduit par un grand nombre de photons, par conséquent par un grand nombre d'électrons libérés, mais l'énergie maximum que possèdent ces électrons ne dépend que de la fréquence de la lumière incidente.

Notons pour terminer que l'émission photoélectrique est pratiquement indépendante de la température.

B. - CELLULES PHOTOELECTRIQUES

Les cellules photoélectriques sont formées d'une cathode, en général semi-cylindrique, la surface émissive étant la face intérieure et d'une anode en forme de fil placée dans l'axe du cylindre. Le tout est enfermé dans une ampoule de verre. Il existe deux genres de cellules : les cellules à gaz et les cellules à vide. Dans les cellules à vide, on scelle l'ampoule après y avoir fait un vide aussi parfait que possible. Dans les cellules à gaz, par contre, après avoir fait le vide, on introduit un gaz inerte à très faible pression, inférieure au millimètre de mercure.

Fonctionnement et caractéristiques des cellules à vide

La courbe caractéristique courant plaque en fonction de la tension plaque présente deux zones bien distinctes pour un éclairement constant. Pour de faibles valeurs de la tension plaque, il y a proportionnalité entre le courant plaque et la tension plaque. On se trouve dans la région des charges spatiales; les électrons émis n'atteignent

l'anode que si le champ accélérateur est suffisant; en cas contraire, ils restent au voisinage de la cathode et y créent un espace chargé négativement et constituant une barrière pour les électrons qui sortiraient de la cathode. Si on augmente la tension plaque, on constate que le courant plaque tend rapidement vers une limite; on se trouve dans la zone de saturation. Ici, le champ accélérateur est suffisant pour que les électrons qui sortent de la cathode, même avec une vitesse nulle, atteignent l'anode. Le courant photoélectrique est limité par l'émission cathodique elle-même. Nous avons vu que dans cette zone de saturation le courant plaque est proportionnel au flux lumineux.

En réalité, la branche de courbe correspondant à la saturation n'est pas rigoureusement parallèle à l'axe E_p (fig. 5), mais présente une légère pente positive. Le courant plaque augmente légèrement avec l'augmentation du champ accélérateur. Cette augmentation n'est pas due à l'afflux d'électrons attardés, mais à l'effet Schottky.

L'effet Schottky se traduit par un abaissement de la barrière de potentiel E_b par application d'un champ accélérateur (fig. 6); de ce fait, il y a aussi abaissement du potentiel d'extraction E_W, par conséquent accroissement du nombre d'électrons arrachés à la cathode par un même flux lumineux. L'effet Schottky n'est pas particulier à l'émission photoélectrique; on le retrouve dans tous les cas d'émission d'électrons. Dans le cas de l'émission thermoionique, il est plus connu sous le nom "émission à cathode froide".

Fig.5.

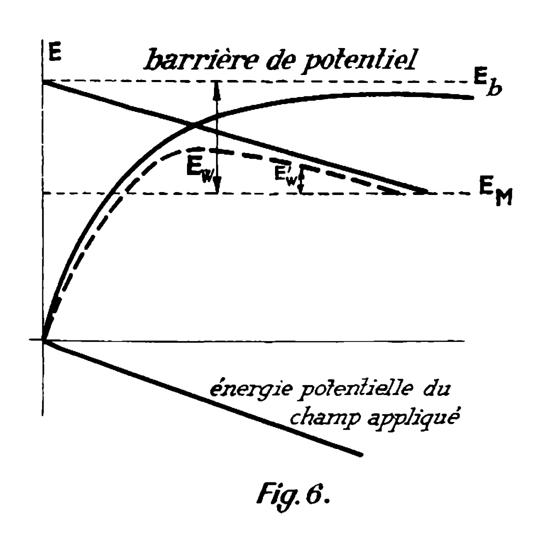
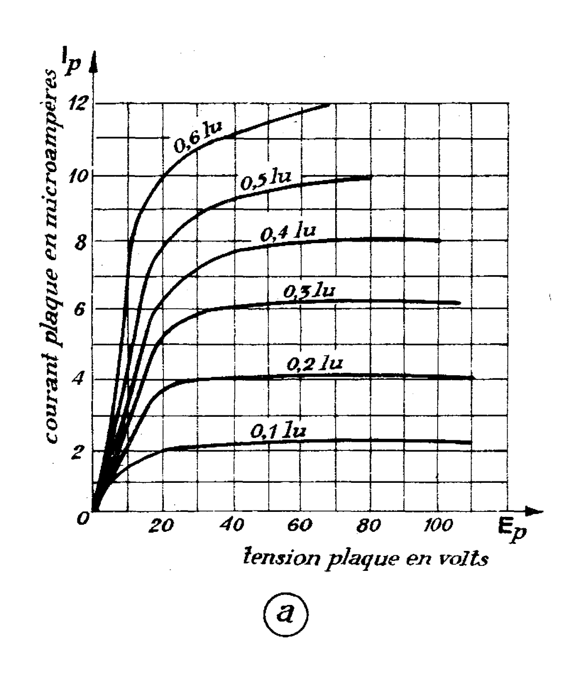


Fig.6.

Les caractéristiques $I_p E_p$ à flux lumineux constant et I_p en fonction du flux à E_p constant dans la zone de saturation auront respectivement les allures des courbes de la figure 7 a et b. Le courant que peut fournir une cellule à vide ne dépasse guère quelques microampères. Il est de l'ordre d'une vingtaine de microampères par lumen.



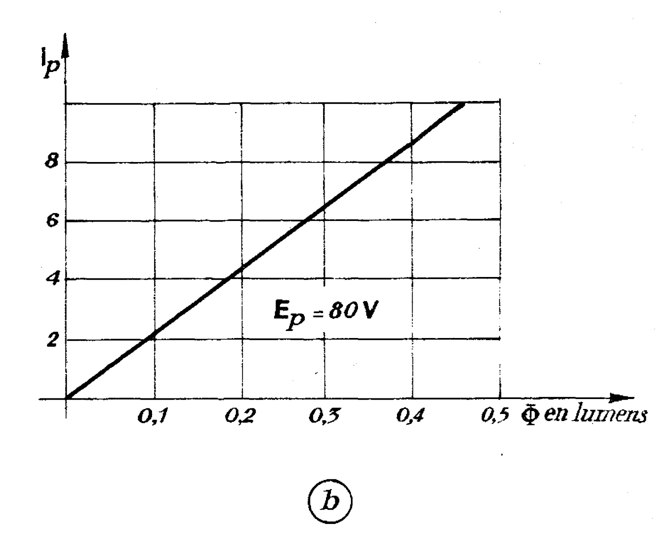


Fig.7.

Cellules à gaz

L'introduction d'un gaz inerte tel que l'argon ou le néon sous très faible pression modifie complètement la caractéristique de fonctionnement de la cellule. Pour de faibles valeurs du champ accélérateur, les électrons issus de la cathode acquièrent une énergie assez faible, mais qui leur permet d'atteindre l'anode. On se trouve dans la zone des charges d'espace analogue à celle existant dans les cellules à vide. Cependant, pour une même géométrie des électrodes et un même métal sensible, dans cette région, le courant photoélectrique d'une cellule à gaz sera légèrement inférieur à celui d'une cellule à vide. Ceci est dû à la perte d'énergie des électrons par chocs avec les molécules gazeuses. A la suite de la région des charges d'espace se trouve une zone de saturation BC. Cette zone de saturation a une très faible étendue, de l'ordre de quelques volts Puis, avec l'augmentation de la tension plaque, on constate une augmentation de plus en plus rapide du courant plaque. A partir du point C de la caractéristique (fig. 8), les électrons possèdent une énergie suffisante pour que leur choc avec les atomes du gaz donne lieu à l'ionisation. On se trouve dans la zone de décharge de Townsend (chapitre VII). Avec une cellule photoélectrique, il faut éviter à tout prix d'entrer dans la zone de décharge

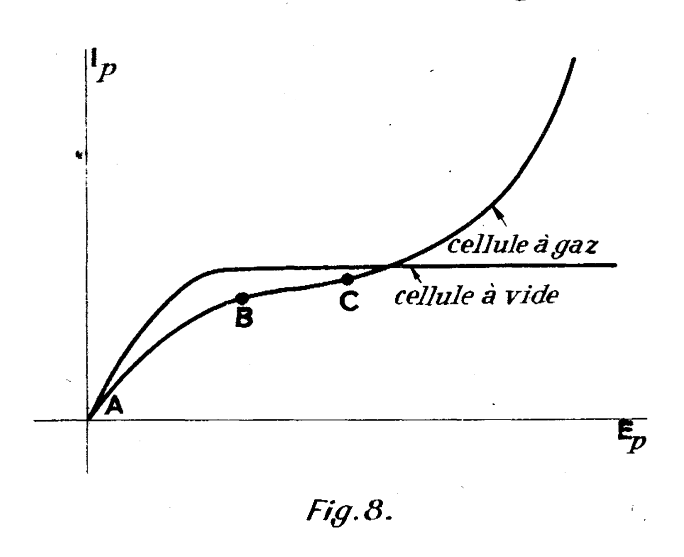


Fig.8.

auto-entretenue, afin d'éviter la détérioration de la cathode par bombardement ionique. Pour cela, on limitera d'une part le courant par l'introduction de fortes résistances dans le circuit et d'autre part la tension plaque-cathode à 150 ou 200 V maximum. Le courant moyen d'utilisation d'une cellule à gaz est de l'ordre d'une dizaine de microampères (50 à 100 microampères par lumen) (fig. 9).

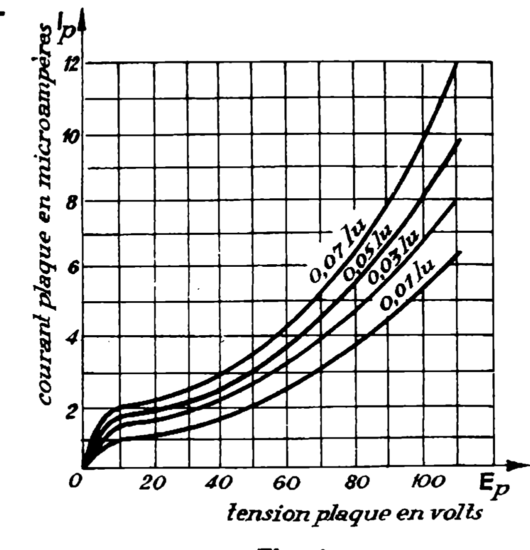


Fig. 9.

Caractéristiques statiques et caractéristiques dynamiques

Jusqu'ici, implicitement, nous n'avons envisagé que le fonctionnement à éclairement constant, mais les cellules sont justement faites pour la mesure de flux lumineux et par conséquent de leurs variations. Nous désignerons par caractéristique statique la relation existant entre les valeurs du courant photoélectrique et les éclairements constants de la cathode.

La caractéristique dynamique relie les variations de courant plaque aux variations plus ou moins rapides du flux lumineux.

Il est évident que pour une cellule à vide ces deux caractéristiques sont confondues, car le seul retard prévisible est le retard à l'émission cathodique. Celui-ci est constant et a pour valeur 3.10^{-9} s.

Il n'en est pas de même pour les cellules à gaz. Deux causes de retard interviennent ici:

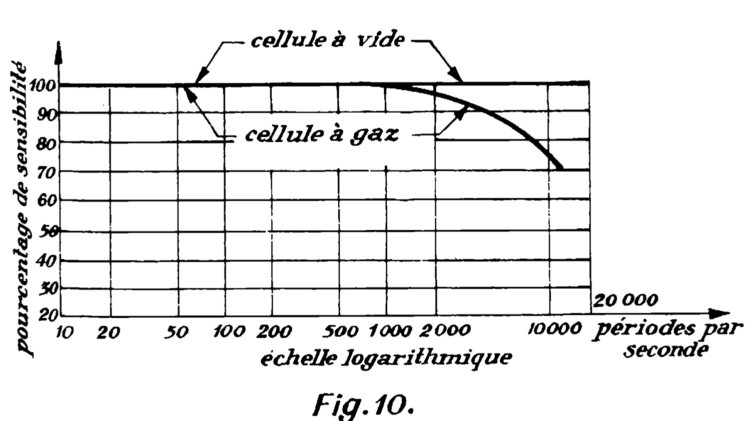


Fig. 10.

1) Les ions positifs qui se dirigent vers la cathode sont beaucoup plus lents que les électrons, eu égard à leur masse beaucoup plus élevée. Ce retard cependant n'est pas très grand; il se chiffre en microsecondes.

2) Il existe dans la cellule un phénomène de diffusion vers la cathode d'atomes métastables excités par les photons.

Le bombardement de la cathode par ces atomes donne naissance à des électrons, qui viennent s'ajouter au courant normal. Le mouvement de diffusion est lent et le retard qu'il introduit se chiffre en millisecondes. On voit aisément que si on éclaire une cellule à gaz avec une lumière modulée à éclairement constant le courant photoélectrique diminuera avec l'augmentation de la fréquence. Cette diminution est de l'ordre de 20 % au voisinage de 1 000 périodes par seconde. L'usage des cellules à gaz se trouve de ce fait limité aux variations de lumière relativement lentes (fig. 10).

C. - UTILISATION DES CELLULES PHOTOELECTRIQUES

Il n'est guère possible d'énumérer toutes les utilisations des cellules photoélectriques. Elles peuvent être utilisées dans toutes les mesures se manifestant par un phénomène lumineux, dans tous les cas où l'on peut faire correspondre à la grandeur à mesurer une variation de flux lumineux.

A titre d'exemple, nous citerons quelques domaines d'application, la liste n'étant en aucune façon restrictive : photométrie, colorimétrie, néphélométrie, pyrométrie de couleur, mesure de déplacements, de pressions, de déformations, etc.

L'utilisation des cellules dans le domaine de commandes de relais, de régulation de comptage, etc., est extrêmement vaste. Enfin, un domaine très important d'application des cellules photoélectriques est la reproduction du son dans le cinéma parlant. Le courant des cellules photoélectriques est très faible. Il est inférieur à une dizaine de microampères pour les cellules à vide et d'une vingtaine de microampères pour les cellules à gaz. Il est rare qu'on puisse utiliser une cellule sans lui associer un amplificateur de tension ou de courant. Le choix de la cellule sera déterminé par les exigences de la mesure. Pour des variations rapides, on ne choisira pas une cellule à gaz. Si dans le circuit anode de la cellule nous introduisons une résistance de charge R_L, la tension plaque effective sera $E_p = E_b - R_L I_p$, comme dans le cas des diodes thermoioniques (chapitre VI); le fonctionnement sera défini par la droite de charge tracée sur le réseau de caractéristiques $I_p E_p$ avec le flux lumineux comme paramètre (fig. 11).

On tracera la droite de charge en faisant $E_p = 0$ et $I_p = 0$. Si, pour $E_p = 0$, $I_p = \frac{E_b}{R_L}$ est en dehors des limites du dessin, on tracera une

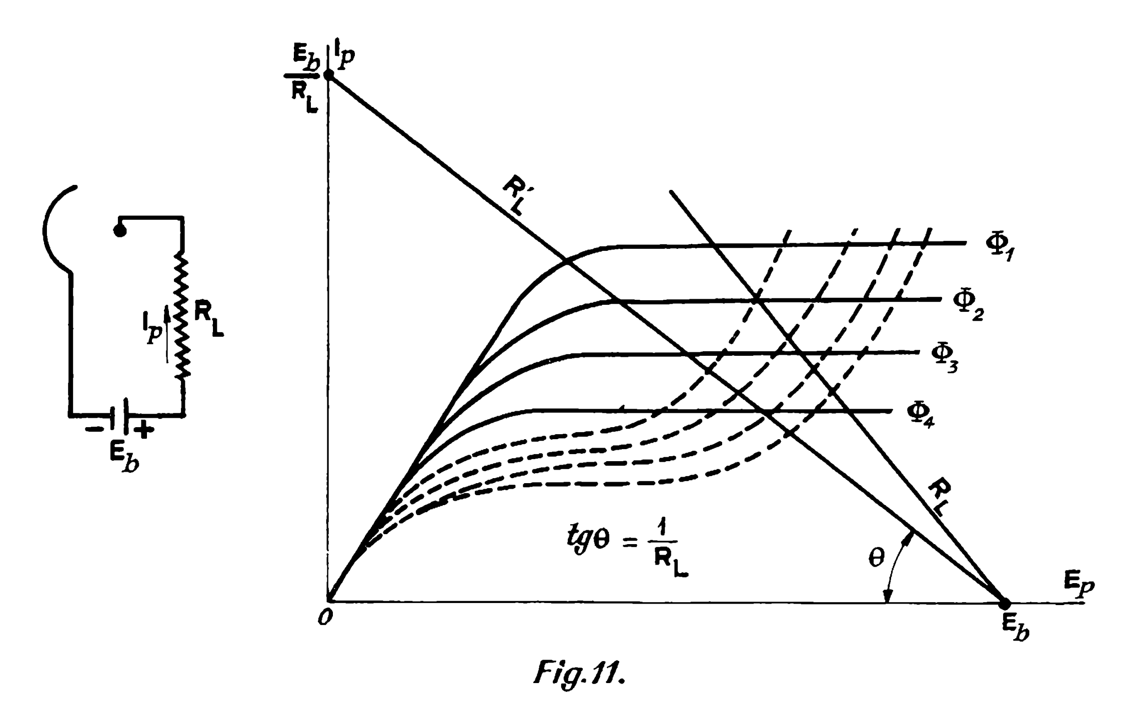


Fig.11.

droite de charge pour une valeur E'_b assez petite pour que $\frac{E'_b}{R_L}$ soit dans les limites du dessin, puis du point $E_p = E_b$ on mènera la parallèle à la première droite. Dans le cas d'une cellule à vide, on tracera la droite de charge, de telle façon que ses différents points d'intersection avec les caractéristiques se trouvent dans la zone de saturation de celles-ci. De cette façon, on aura une variation linéaire du courant plaque en fonction de la variation de l'éclairement (droite limite R'_L). Il n'est guère possible de réaliser ceci avec une cellule à gaz.

D. - CELLULES PHOTOELECTRIQUES PARTICULIERES

Des électrons peuvent être arrachés à des métaux par bombardement électronique. Sur ce principe sont basés les multiplicateurs d'électrons, couramment appelés photomultiplicateurs. Un électron possédant une énergie suffisante arrachera au métal, par bombardement, plusieurs électrons ; le nombre de ces électrons à énergie égale est d'autant plus élevé que le potentiel d'extraction du métal est plus bas. Un multiplicateur d'électrons possède une cathode photoémissive . Les électrons issus de la cathode sont accélérés et dirigés sur une cible qui joue le rôle d'une nouvelle cathode dont l'émission sera dite secondaire. Ainsi, un électron issu de la cathode principale, après collision avec la cible, donne naissance à n électrons, lesquels à leur tour après accélération sont dirigés sur une nouvelle cible. Chacun de ces n électrons donne naissance à n nouveaux électrons. On voit qu'avec le nombre de cibles le nombre des électrons croît très rapidement en progression géométrique de raison n. Si le

multiplicateur possède p cibles, le nombre total des électrons à la $p^{ième}$ cible sera :

$$N = n^{p-1}$$

Ces N électrons sont captés par un collecteur jouant le rôle de l'anode de la lampe. Le nombre n est compris entre 0 et 10. La limite 0 ne présente aucun intérêt, pas plus que n = 1 ; dans la pratique n est compris entre 5 et 10 et le nombre des cathodes secondaires ou cibles que l'on désigne par dynodes est de l'ordre de 10. Si nous prenons n = 6 et p = 10, nous voyons que le facteur de multiplication :

$$N = 6^9 \# 10^7$$

est énorme.

Pour une cellule photoélectrique normale très sensible, la sensibilité ne dépasse guère 50 microampères par lumen et normalement est de l'ordre de 25 ou 30 microampères par lumen ; pour un multiplicateur ayant la même cathode, la sensibilité est de plusieurs ampères par lumen.

Ceci ne veut naturellement pas dire que l'on pourra obtenir au collecteur des courants se chiffrant en ampères. Le courant de sortie aura le même ordre de grandeur que dans une cellule photoélectrique normale, mais avec les multiplicateurs on pourra déceler des éclairements extrêmement faibles. Cependant dans les cellules modernes le courant anode peut atteindre quelques milliampères en fonctionnement normal. Le multiplicateur est un très précieux auxiliaire en astrophysique, en spectrographie, etc., enfin dans tous les cas où la faiblesse des éclairements nécessite des amplifications très poussées avec les cellules ordinaires.

Réalisations pratiques des photomultiplicateurs

Les électrons arrachés à la cathode sous l'effet du bombardement photonique doivent être dirigés sur la première dynode. Les électrons issus de la première dynode doivent atteindre la deuxième et ainsi de suite. L'anode ou collecteur recevra les électrons provenant de la dernière dynode.

Dans les premiers photomultiplicateurs ces opérations étaient réalisées par la combinaison d'un champ électrique et d'un champ magnétique suivant le schéma de la figure 12.

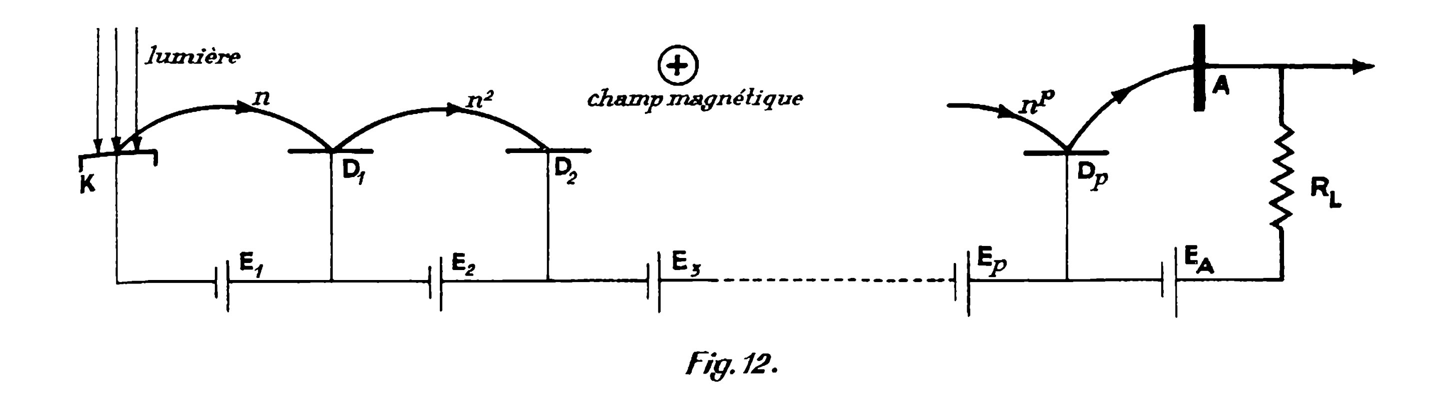


Fig. 12.

Les tensions entre dynodes étaient de l'ordre d'une centaine de volts.

Aujourd'hui cette disposition est complètement abandonnée. Le champ magnétique a été supprimé.

Deux types de cellules sont construites actuellement. Dans les unes, dites en cage d'écureuil, les électrodes sont disposées comme l'indique la figure 13, permettant la construction de cellules de dimensions réduites. Ainsi le photomultiplicateur R C A I P 22 à dix étages a pour dimensions :

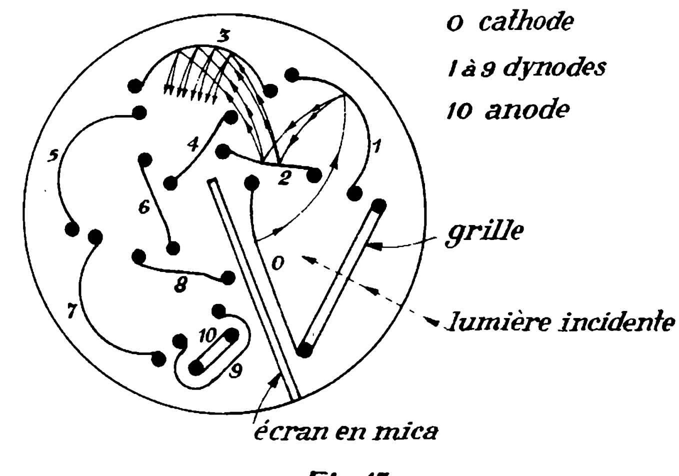


Fig. 13.

Diamètre : 30 mm;
Hauteur, brochage compris : 90 mm.

Dans un autre type de photomultiplicateur (fig. 14), les dynodes sont placées en quinconce. C'est cette dernière construction qui est le plus souvent utilisée actuellement.

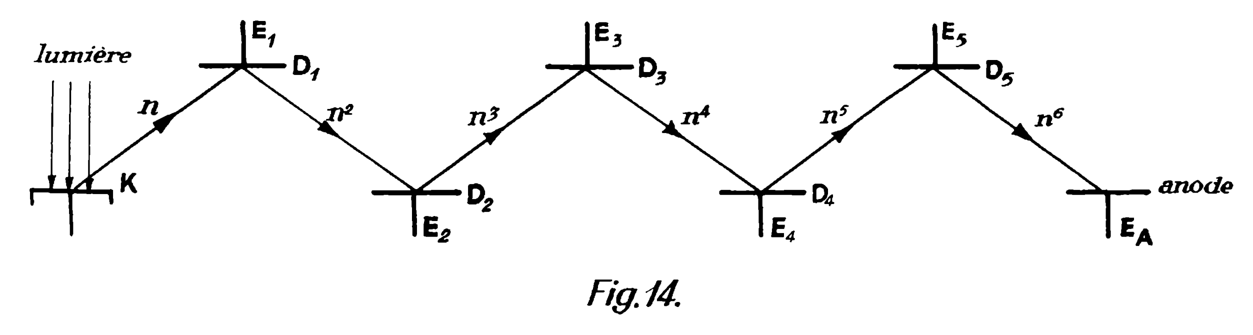
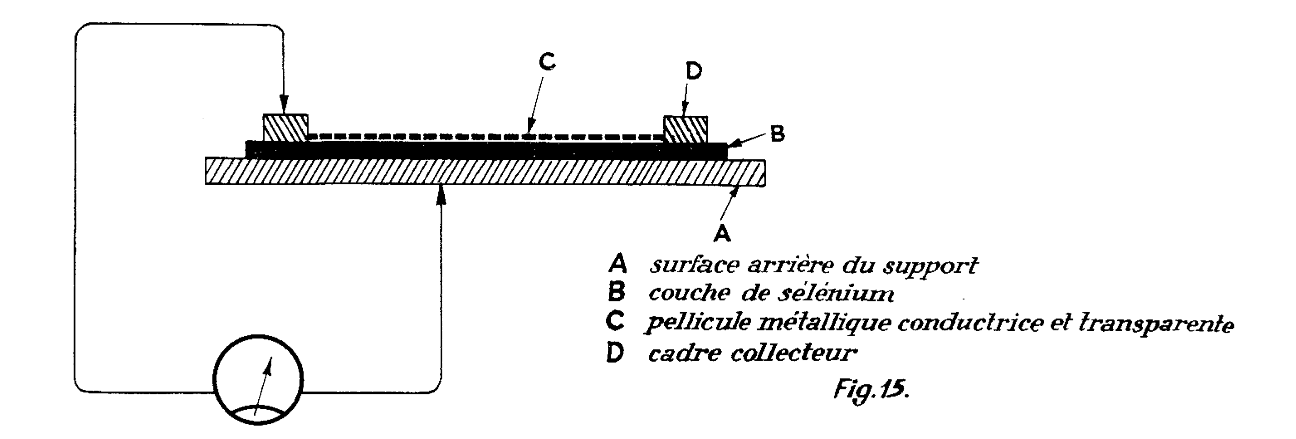


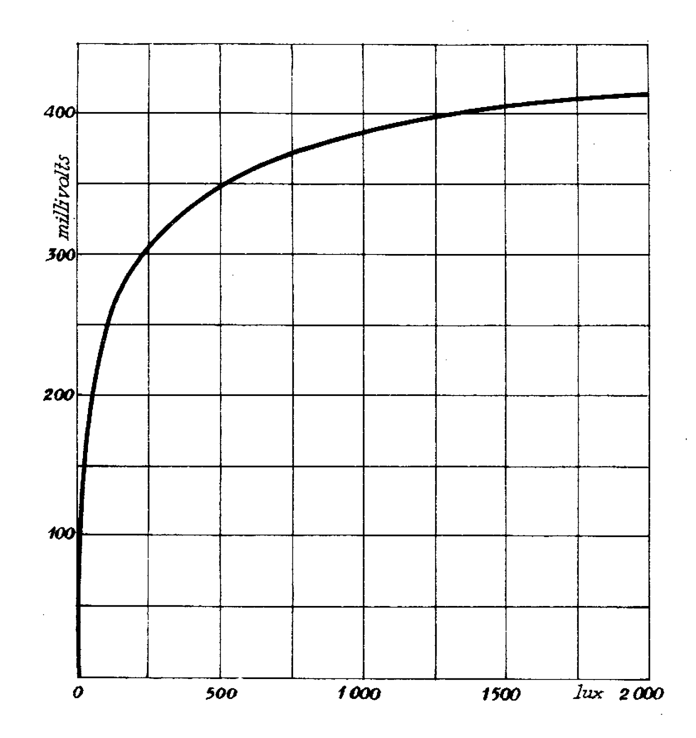
Fig. 14.

Il est hors de notre sujet d'entrer dans le détail du fonctionnement de ces cellules décrites dans des ouvrages spécialisés ou des notes



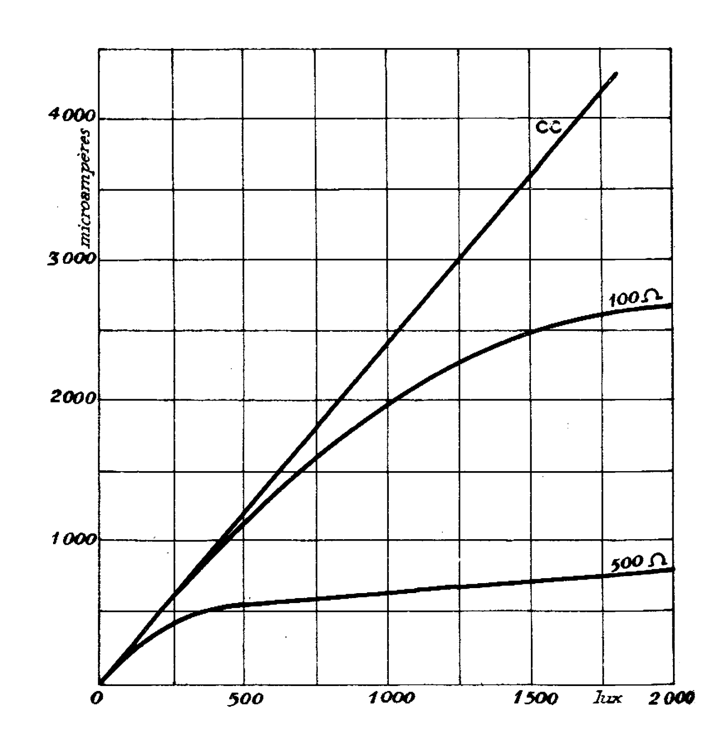
A surface arrière du support
B couche de sélénium
C pellicule métallique conductrice et transparente
D cadre collecteur

Fig. 15.



Force électromotrice en circuit ouvert en fonction de l'éclairement.

Fig. 16.



Courant en fonction de l'éclairement pour diverses résistances du circuit de mesure.

Fig. 17.

techniques. La documentation technique de la S.A. La Radiotechnique "Tubes photomultiplicateurs" est à recommander.

Cellules à couche d'arrêt

Dans ces cellules, plus proprement appelées piles photovoltaïques, les variations du flux lumineux entraînent des variations de différence de potentiel de contact entre deux surfaces de nature différente (fer-sélénium, cuivre-oxyde de cuivre. La figure 15 montre la réalisation d'une telle cellule (Westaphot WT67 de la Compagnie des freins et signaux Westinghouse). Sous l'effet de la lumière tombant sur la cellule, entre les deux couches métalliques il apparaît une différence de potentiel (fig. 16). Le circuit pourra être fermé sur une résistance, qui sera parcourue par un courant fonction de l'éclairement (fig. 17).

Ces éléments associés à un galvanomètre sont employés dans la construction des posemètres de photographie; on les utilise également dans des circuits de contrôle, mais rarement dans des circuits de mesure.

Nous dirons un mot des cellules photorésistantes dans le chapitre traitant des transistors.

CHAPITRE IX

GENERATEURS DE COURANT CONTINU

A. - REDRESSEMENT DU COURANT ALTERNATIF

Les dispositifs électroniques quels qu'ils soient nécessitent en général des sources de courant continu. Les tensions nécessaires peuvent aller de fractions de volts à des milliers de volts. L'emploi des piles ne peut être envisagé que dans certains cas particuliers. Plusieurs facteurs limitent leur emploi. On peut citer entre autres leur prix de revient élevé, leur encombrement, la nécessité de l'entretien, etc.

Il est possible de transformer le courant alternatif fourni par le secteur en courant continu. Nous savons qu'une diode ou un redresseur sec présentent au passage du courant une résistance qui n'est pas la même dans les deux sens. Si donc on introduit dans un circuit alimenté en courant alternatif sinusoïdal une diode, le courant ne pourra circuler que pendant l'alternance où l'anode est positive par rapport à la cathode.

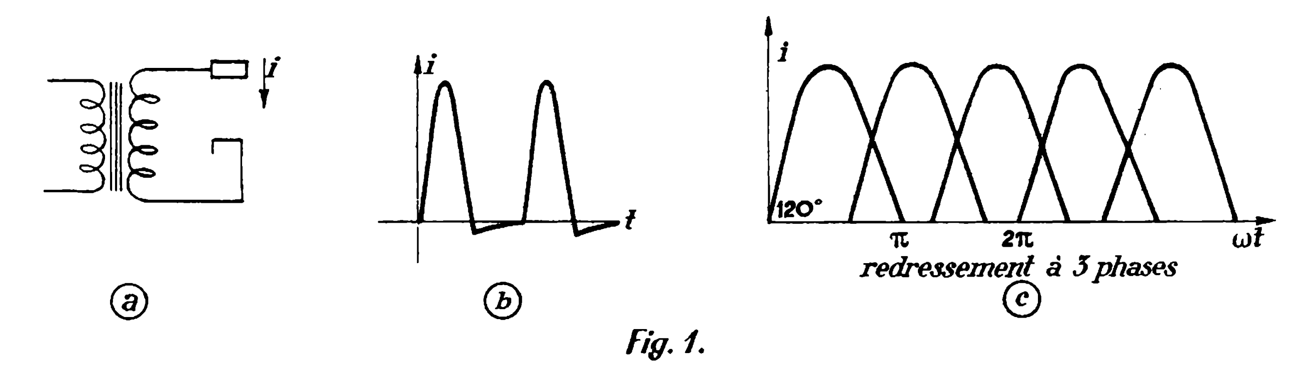
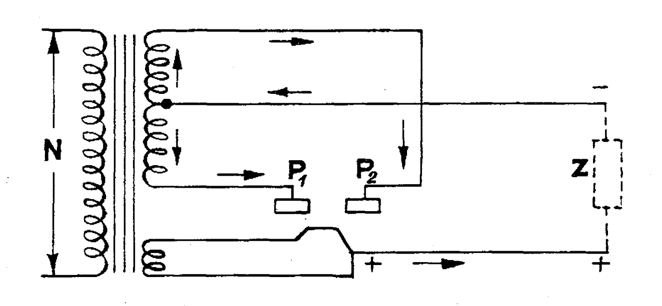


Fig. 1.

On obtient donc par ce procédé un courant périodique unidirectionnel (fig. 1 b). On peut employer n redresseurs alimentés par un courant à n phases (fig. 1 c) ; on obtiendra alors un courant qui se rapprochera d'autant plus du courant continu que n sera plus élevé. Mais cette solution n'est guère employée que dans des cas particuliers. Dans la construction des appareillages électroniques, on se contente de systèmes à deux ou une phase, suivant les nécessités des circuits intéressés. Le courant à deux phases est obtenu à partir du courant

monophasé du secteur par l'emploi d'un transformateur dont l'enroulement secondaire présente une sortie en son point milieu. Les deux diodes seront enfermées dans une même enveloppe (double diode). Ces lampes comportent en général une seule cathode à chauffage direct ou indirect et deux anodes reliées chacune à une extrémité du secondaire du transformateur, la sortie plus étant sur la cathode, le moins au point milieu du transformateur. En regardant le sens des courants électriques, il est facile de s'en rendre compte (fig. 2).



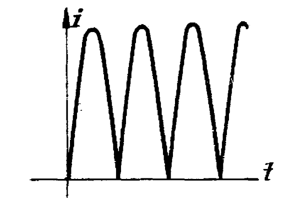


Fig. 2.

Le courant ainsi obtenu est loin du courant continu et dans la plupart des cas inutilisable. Pour atténuer les ondulations, on utilisera des filtres dont nous allons aborder l'étude.

B. - FILTRES

Généralités

Le courant redressé (fig. 3) peut être représenté par une série de Fourier.

$$i = B_0 + \sum_1^{\infty} B_k \cos k\alpha + \sum_1^{\infty} A_k \sin k\alpha \quad \text{avec : } \alpha = \omega t$$

Fig. 3.

$$\begin{cases} B_0 = \dfrac{1}{2\pi} \displaystyle\int_0^{\pi} i \, d\alpha \\ B_k = \dfrac{1}{\pi} \displaystyle\int_0^{2\pi} i \cos k\alpha \, d\alpha \\ A_k = \dfrac{1}{\pi} \displaystyle\int_0^{2\pi} i \sin k\alpha \, d\alpha \end{cases}$$

Si r_p représente la résistance intérieure du redresseur (résistance dans le sens de circulation du courant) et R_L la résistance d'utilisation, le courant sera défini par :

$$i = \frac{E_m}{r_p + R_L} \sin \alpha$$

E_m étant l'amplitude de la tension appliquée aux bornes du circuit. Dans le cas qui nous intéresse, c'est-à-dire une alternance redressée :

$$i = \frac{E_m \sin \alpha}{r_p + R_L} \quad \text{pour} \quad 0 \leqslant \alpha \leqslant \pi$$

et :

$$i = 0 \quad \text{pour} \quad \pi < \alpha < 2\pi$$

Calculons les coefficients A et B de la série de Fourier, en posant pour simplifier l'écriture :

$$i = \frac{E_m \sin \alpha}{r_p + R_L} \sin \alpha = I_M \sin \alpha$$

Coefficient B_0

$$B_0 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\pi} I_m \sin \alpha \, d\alpha = \frac{I_M}{\pi}$$

B_0 est la valeur moyenne de la composante continue.

Coefficients A

$$A_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I_m \sin^2 \alpha \, d\alpha$$

Comme $i = 0$ pour $\pi < \alpha < 2\pi$, la limite supérieure d'intégration devient π :

$$A_1 = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi} I_m \sin^2 \alpha \, d\alpha = \frac{I_m}{2}$$

Les autres coefficients A_k sont de la forme :

$$\sin \alpha \ . \ \sin k \alpha = - \frac{1}{2} \left[\cos (k+1) \alpha - \cos (k-1) \alpha \right]$$

dont l'intégrale entre 0 et π est nulle. Donc tous les coefficients A_2, A_3 ... A_n sont nuls.

Coefficients B

On a la relation :

$$\sin \alpha \cos k \alpha = \frac{1}{2} \left[\sin (k+1) \alpha - \sin (k-1) \right]$$

Il faut distinguer deux cas suivant la parité de k :

a) k paire, k = 2 p, l'intégration donnera :

$$B_{2p} = - \frac{2 I_M}{\pi} \frac{1}{(k+1)(k-1)}$$

b) k = 2 p + 1 :

$$B_{2p+1} = \frac{I_M}{4\pi} \left[\frac{1}{k+1} - \frac{1}{k-1} + \frac{1}{k-1} - \frac{1}{k+1} \right] = 0$$

Le courant est donc donné par l'expression :

$$i = I_M \left[\frac{1}{\pi} + \frac{1}{2} \sin \omega t - \frac{2}{\pi} \sum_{k=2p} \frac{\cos k \omega t}{(k+1)(k-1)} \right] \qquad (1)$$

La pulsation de base est la même que celle du secteur et seuls les harmoniques d'ordre pair subsistent.

On peut déduire de cette expression du courant celle qui définira le courant avec un redressement à deux alternances. Il suffit d'observer qu'on se trouve en présence de deux diodes, la première fonctionnant pendant la période comprise entre 0 et π, la seconde entre π et 2π. On obtient :

$$i_1 (\alpha) = i_2 (\alpha + \pi) \qquad i = i_1 + i_2$$

$$i = \frac{2\, I_M}{\pi} \left[1 - 2 \sum_{k = 2p} \frac{\cos k\, \omega\, t}{(k+1)\,(k-1)} \right] \qquad (2)$$

En y substituant les tensions au courant, on écrira :

$$e = \frac{2\, E_M}{\pi} \left[1 - 2 \sum_{k = 2p} \frac{\cos k\, \omega\, t}{(k+1)\,(k-1)} \right] \qquad (2')$$

Le terme en sinus disparaît. La pulsation de base est double de celle du secteur. Le courant moyen est double de celui qu'on obtient par redressement en simple alternance.

Pour atténuer les fluctuations du courant, c'est-à-dire les harmoniques, on aura recours aux filtres, ceux-ci étant évidemment du type passe-bas. Il existe une multitude de solutions possibles. En effet, avec un agencement judicieux d'éléments passifs RLC, il est possible de construire différents types de filtres passe-bas. Dans la pratique de la construction des alimentations on n'utilise que deux ou trois types de filtres.

Filtres inductifs

Le schéma d'utilisation est celui de la figure 4. Il s'agit comme on voit d'un filtre passe-bas. Nous négligerons les résistances ohmiques de la self et du transformateur.

L'équation de fonctionnement du circuit est :

$$L \frac{d\, i_p}{dt} + R\, i_p = E_m \sin \omega\, t$$

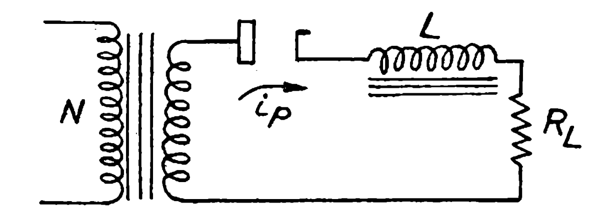


Fig.4.

solution sans second membre :

$$i_p = i_0\, e^{-\frac{R_L}{L} t}$$

La solution avec second membre est de la forme :

$$i_p = A \sin(\omega\, t - \varphi)$$

Le calcul donnera :

$$A = \frac{E_m}{R \cos \varphi}$$

Or :

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\,\omega}{R} \quad \text{et} \cos \varphi = \frac{R}{R^2 + L^2\,\omega^2} \quad \text{(voir chapitre I)}$$

En tenant compte de la condition initiale t = 0, i = 0, on trouvera :

$$i_p = \frac{E_m}{\sqrt{R^2 + L^2\,\omega^2}} \left[\sin(\omega t - \varphi) + e^{-\frac{R}{L}t} \sin \varphi \right] \qquad (3)$$

Le courant s'annule pour :

$$\sin(\omega t - \varphi) = - e^{-\frac{R}{L}t} \sin \varphi \qquad (4)$$

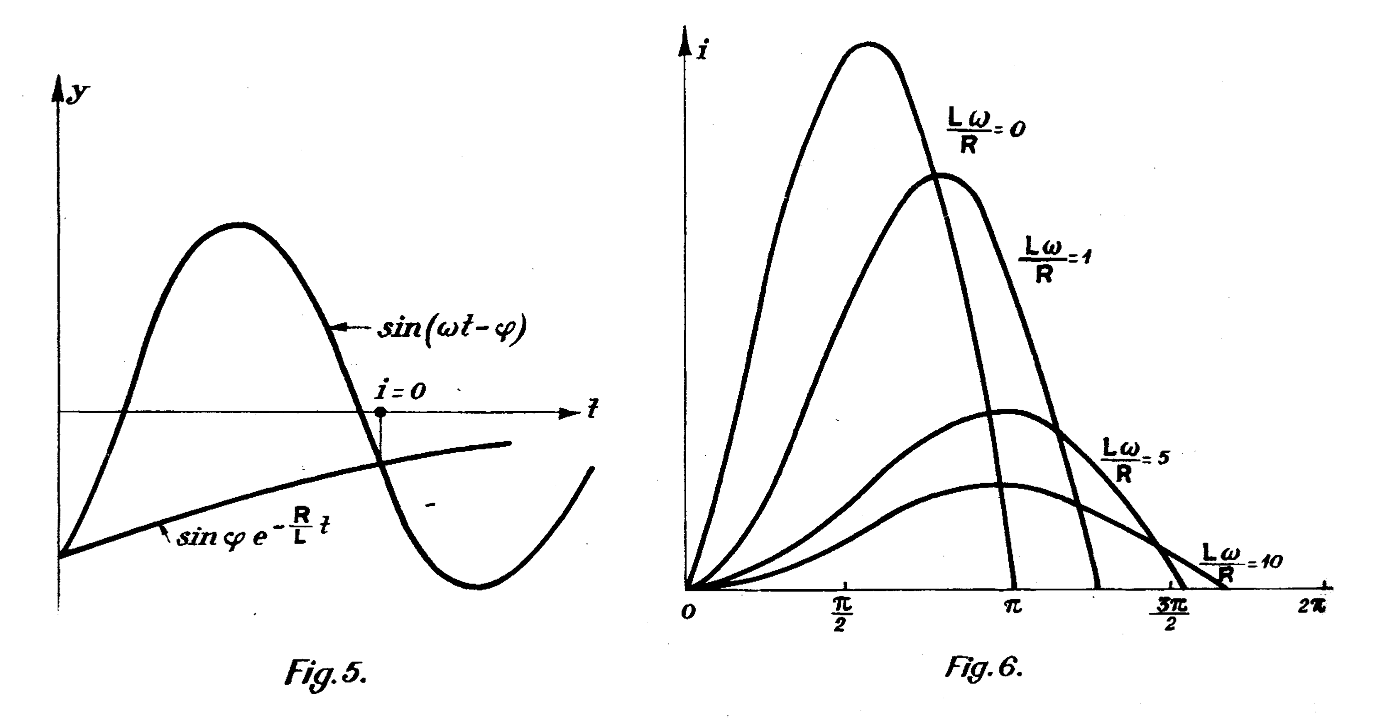


Fig. 5.　　　　Fig. 6.

Cette équation n'a pas de solution algébrique ; on ne peut la résoudre que graphiquement (fig. 5) . On voit donc que le courant s'annule au-delà de π , c'est-à-dire que l'introduction de la self prolonge la durée de passage du courant au-delà de la demi-période. On remarque par ailleurs que si l'on augmente la self d'une part :

$$\varphi = \operatorname{Arc\,tg} \frac{L\,\omega}{R}$$

augmente, et d'autre part l'exponentielle :

$$e^{-\frac{R}{L}t}$$

se trouve aplatie. Par conséquent le point d'intersection de la sinusoïde et de l'exponentiel, c'est-à-dire le point où le courant s'annule, est rejeté plus loin. La figure 6 donne l'allure du courant pour différentes valeurs du rapport $\frac{L\omega}{R}$.

La condition initiale i = 0 pour t = 0 n'est plus valable pour les périodes suivantes, surtout lorsqu'il s'agit d'un redressement à deux alternances. L'analyse du phénomène est beaucoup trop longue pour que nous puissions l'entreprendre. Elle montre que les harmoniques s'atténuent très rapidement. Dans le cas d'un redressement à deux alternances, si l'on peut négliger la résistance interne de la lampe, la résistance ohmique de la self, etc., le courant aura la forme :

$$i_p = \frac{2\,E_m}{\pi\,R_L} - \frac{4\,E_m}{3\pi} \cdot \frac{\cos\,(2\omega t - \varphi)}{\sqrt{R_L^2 + 4\,L^2\,\omega^2}} \qquad (5)$$

Dans ces conditions le circuit de la figure 4 équivaut à celui de la figure 7.

On peut donc considérer que la self et la résistance sont alimentées par une source de courant continu de force électromotrice :

$$E_{cc} = \frac{2\,E_m}{\pi}$$

en série avec une source de courant alternatif :

$$e \sim = - \frac{4\,E_m}{3\pi} \cos 2\,\omega\,t$$

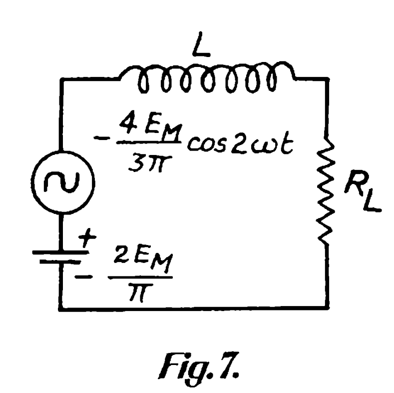


Fig.7.

Le courant obtenu, tout en s'approchant du courant continu, reste encore bien ondulé. Pour caractériser l'efficacité de filtrage, on introduit la notion de facteur d'ondulation. Par définition, le facteur d'ondulation est le rapport de la valeur efficace de la composante alternative à la valeur moyenne de la composante continue :

$$r = \frac{I_{eff}}{I_{cc}}$$

Le filtrage est d'autant plus efficace que le facteur d'ondulation est plus faible.

Dans le cas que nous venons de voir :

$$r = \frac{\dfrac{4\,E_m}{3\,\pi}\,\dfrac{1}{\sqrt{2}}\,\dfrac{1}{\sqrt{R_L^2 + 4\,L^2\,\omega^2}}}{\dfrac{2\,E_m}{\pi R_L}} = \frac{2}{3\,\sqrt{2}}\,\frac{1}{\sqrt{1 + \dfrac{4\,L^2\,\omega^2}{R_L^2}}}$$

r diminue lorsque R_L augmente, c'est-à-dire que le filtrage est meilleur avec des courants forts qu'avec des courants faibles. C'est là un résultat auquel on pouvait s'attendre, compte tenu du fonctionnement d'une self.

Si le rapport $\frac{L\omega}{R_L}$ est grand, le facteur d'ondulation prendra la forme simple :

$$r = \frac{1}{3\,\sqrt{2}}\,\frac{R_L}{L\,\omega}$$

Cherchons la valeur de la tension continue. Aux bornes de la résistance de charge, on aura :

$$E_{cc} = I_{cc}\,R_L = \frac{2\,E_m}{\pi}$$

Il ressort de cette formule que la valeur de la tension continue aux bornes de la résistance de charge est indépendante de la valeur de celle-ci et est égale à la tension à vide. Si on tenait compte des résistances ohmiques de la lampe, du transformateur et de la self, la tension continue aux bornes de la résistance aurait pour valeur la valeur trouvée diminuée de la chute de tension dans les diverses résistances :

$$E_{cc} = \frac{2\,E_m}{\pi} - R\,I_{cc}$$

Considérons le schéma de la figure 8. Pendant la période de conduction de la lampe, la capacité C se chargera. La charge s'écoulera pendant la période de non-conduction. Le phénomène, en réalité, n'est pas aussi simple. Supposons d'abord que la résistance R_L soit infinie. La capacité se chargera à la tension maximum. Comme pendant la période de non-conduction, la résistance interne de la lampe est infinie, la capacité ne pourra se décharger et la tension à ses bornes gardera une valeur constante. Si e_p désigne la tension aux bornes de la lampe et e_c la tension aux bornes de la capacité, on aura aux bornes du transformateur :

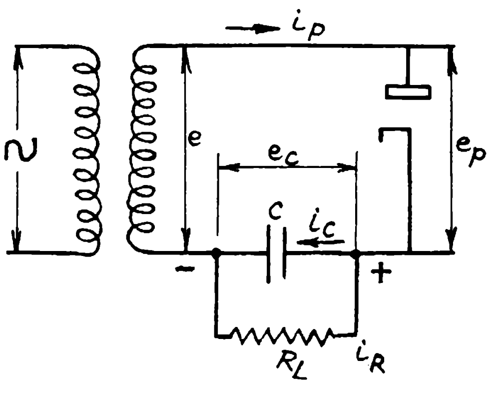


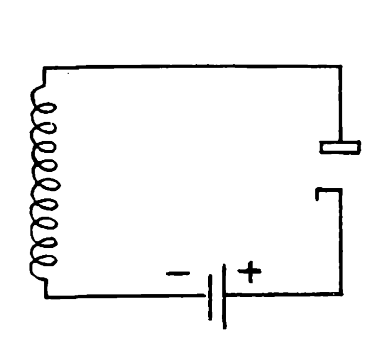
Fig. 8.

$$e = e_p + e_c$$

$$e_p = e - e_c$$

$$e_c = e_R$$

puisque les deux éléments sont en parallèle. Le schéma équivalent est alors celui de la figure 9. On voit que dans ces conditions la tension aux bornes du tube ne devient jamais positive, et le tube, à l'élongation négative maximum, se trouve soumis à une tension égale à 2 E_m. Cette valeur est dite tension inverse de crête. Lorsqu'on branche un filtre capacitif, il faut donc prendre la précaution de vérifier si la lampe et le transformateur sont capables de supporter cette tension inverse de crête. En réalité R_L infinie ne présente



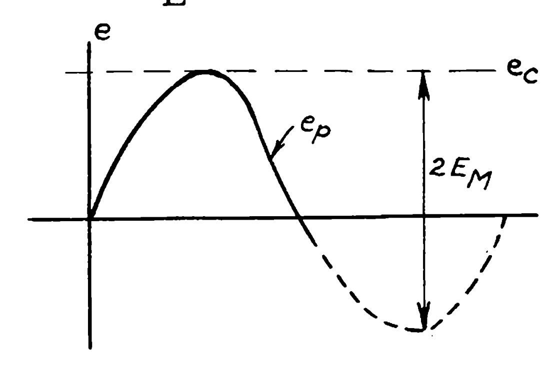


Fig. 9.

aucun intérêt pratique. Supposons que cette résistance ait une valeur finie. Pendant la période de non-conduction, la capacité se déchargera dans une certaine mesure dans la résistance pour se recharger lorsque la tension plaque sera positive par rapport à celle de la cathode. La diode opère donc comme un inverseur qui permet de charger la capacité lorsque la tension du transformateur est supérieure à celle de la capacité et de décharger celle-ci en cas contraire. Il faut alors distinguer deux phases dans le fonctionnement.

a) La diode est conductrice. En supposant la chute de tension nulle dans la lampe, la tension de sortie aurait la forme :

$$e_1 = E_m \sin \omega t$$

qui cependant n'est pas applicable pendant la totalité de la demi-période. La figure 10 montre que le courant ne circulera en réalité qu'entre les points A et B, intervalle pendant lequel la tension du transformateur est supérieure à celle de la capacité.

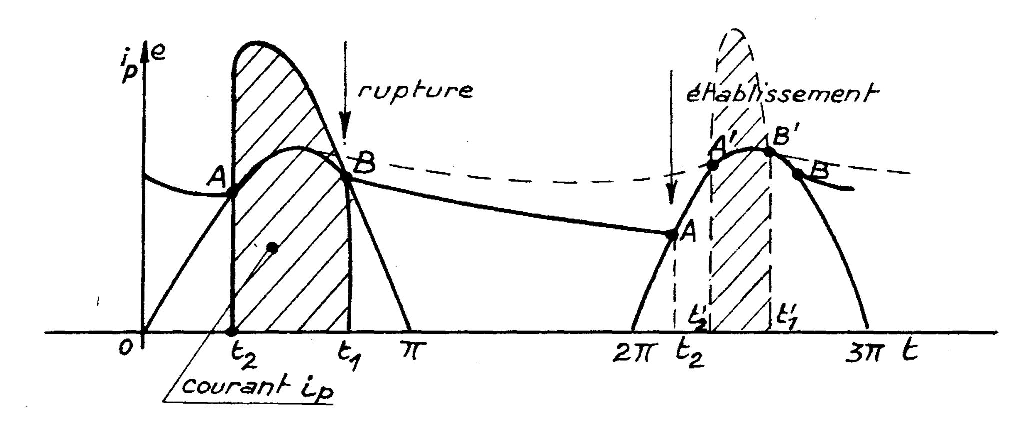


Fig.10.

Le point A où la conduction commence est appelé point d'établissement et le point B, point de rupture.

Le courant dans le circuit R C parallèles est donné par :

$$i_p = e\left(\frac{1}{R_L} + j\,C\omega\right) \qquad \text{avec} \qquad e = E_m \sin(\omega t + \varphi)$$

et :

$$\varphi = \text{Arc tg} \frac{1}{R_L\,C\omega}$$

Il est facile de comprendre que si la capacité est grande le filtrage sera plus efficace; par contre, le courant i_p sera grand aussi,

puisque le temps de conduction est d'autant plus court que la capacité est grande : courbe A'B'$\left(t'_1\ t'_2\right)$. Une capacité élevée impose donc au tube des conditions de fonctionnement dures. Ceci est sans gravité dans le cas de tubes à vide dans lesquels le courant est limité par l'émission cathodique; cette limitation du courant entraîne une durée de conduction plus grande et le tube ne subit pas de dommages. Il n'en est plus de même avec un tube à gaz. Une augmentation de courant plaque entraîne une émission secondaire croissante qui s'accompagne d'un bombardement ionique intense de la cathode entraînant sa détérioration rapide.

b) Entre l'instant de rupture t_1 et l'instant d'établissement suivant, le condensateur se décharge suivant la loi exponentielle (fig. 10):

$$e_c = E_0\, e^{-\frac{t}{R_L C}} \qquad \text{pour } t = t_1 \quad e_c = e = E_m \sin \omega t_1$$

Par conséquent :

$$E_0 = E_m\, e^{\frac{t_1}{R_L C}} \sin \omega t_1 \qquad \text{et} \qquad e_c = E_m\, e^{\frac{t_1 - t}{R_L C}} \sin \omega t_1$$

t_1 étant connu, on peut calculer e_c en fonction du temps. Le point d'établissement est déterminé par l'intersection de l'exponentielle et de la sinusoïde : $e = E_m \sin \omega t$; il ne peut être déterminé que graphiquement. Le point B sera défini en écrivant que le courant est nul en ce point, ce qui conduira aux équations suivantes :

$$i_p = 0 \rightarrow \sin\left(\omega t_1 + \varphi\right) = 0$$

$$\omega t_1 + \varphi = n\pi \qquad \text{pour} \qquad n = 1$$

$$\omega t_1 = \pi - \varphi = \pi - \text{Arc tg} \frac{1}{R_L C \omega}$$

Finalement, la tension de sortie aura la forme suivante :

$$t_2 < t < t_1 \qquad e_c = E_m \sin \omega t$$

$$t_1 < t < T + t_2 \quad e_c = E_m \sin \omega t_1 \, e^{-\frac{(t - t_1)}{R_L C}}$$

t_2 étant la solution de :

$$\sin \omega t_2 = \sin \omega t_1 \, e^{-\frac{(t_2 - t_1)}{R_L C}}$$

A partir de ces équations, on peut calculer le facteur d'ondulation, le courant maximum, etc., en fonction des paramètres du circuit. Ces calculs sont très pénibles; on les simplifie en assimilant les arcs de courbes à des segments de droites. Nous nous contenterons ici de donner les résultats de ces calculs dont l'approximation est très bonne. Notons auparavant que l'hypothèse d'une chute de tension nulle dans la lampe n'est pas toujours valable; de ce fait, la conduction ne s'établira pas exactement à l'instant où $e_c = e$, mais un peu plus loin. Le phénomène aura alors l'allure de la courbe (a) de la figure 11 au lieu de (b).

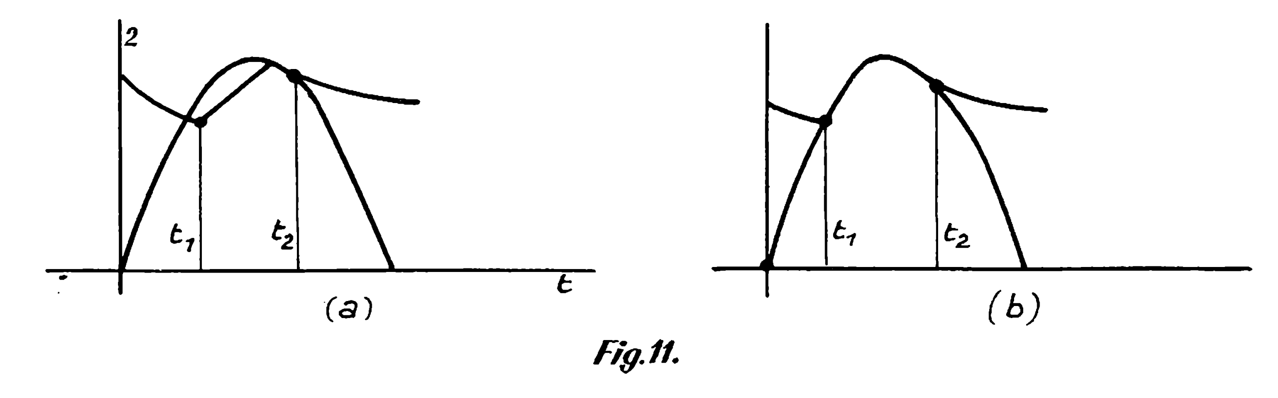


Fig.11.

Pour un redresseur à deux alternances, les calculs donnent :

- Valeur moyenne de la tension continue :

$$E_{cc}\text{moy} = \frac{E_m}{1 + \frac{I_{cc}}{4 f C E_m}}$$

$$\omega = 2 \pi f$$

$$E_{cc}\text{moy} = \frac{E_m}{1 + \frac{\pi I_{cc}}{2 \omega E_m}}$$

E_{moy} est grand si I_{cc} est petit : résultat déjà trouvé. Conclusion analogue pour ω grand.

- Facteur d'ondulation :

$$r_2 = \frac{I_{cc}}{4\sqrt{3}\, f\, C\, E_m}$$

Le filtrage est donc d'autant plus efficace que le courant est faible et la capacité de filtrage élevée. Pour un redresseur à une seule alternance :

$$E_{cc} = \frac{E_m - \frac{I_{cc}}{4\, f\, C}}{1 + \frac{I_{cc}}{4\, f\, C} \cdot \frac{1}{E_m}}$$

$$r_1 = \frac{I_{cc}}{4\sqrt{3}\, f\, C}\left(\frac{1}{E_{cc}} + \frac{1}{E_m}\right)$$

On a :

$$\frac{r_1}{r_2} = 1 + \frac{E_m}{E_{cc}} \# 2$$

Le facteur d'ondulation est près de deux fois plus grand pour un redresseur à une seule alternance qu'avec un redresseur à deux alternances, toutes choses égales par ailleurs.

En conclusion, avec un filtre formé d'une capacité, on peut avoir un bon filtrage à condition que le courant ne soit pas élevé. On a par ailleurs une valeur élevée de la tension continue, mais le tube peut être soumis à des pointes importantes de courant. Ce genre de filtre est à éviter avec les lampes à gaz.

Filtres composés

Filtre en L à une cellule

Ce filtre correspond au schéma de la figure 12 a. L'introduction de la self améliore

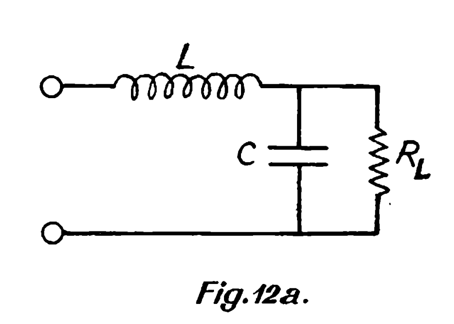


Fig.12a.

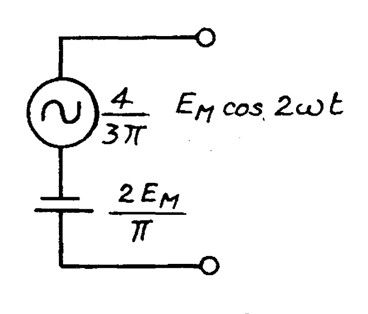


Fig. 12 b.

le filtrage, la self ayant pour effet d'atténuer les ondulations. La tension de sortie du redresseur ayant la forme :

$$e = \frac{2 E_m}{\pi}\left(1 - \frac{2}{3}\cos 2\omega t\right) \quad \text{(voir 5)}$$

le circuit équivalent est celui de la figure 12 b.

Le facteur d'ondulation est ici :

$$r = \frac{\sqrt{2}}{3}\left(\frac{1}{2 C \omega}\right)\left(\frac{1}{2 L \omega}\right)$$

Cette formule montre que le facteur d'ondulation est indépendant de la valeur de la résistance de charge. Nous avons vu qu'avec un filtre comprenant une capacité seule il existait un point de rupture de la conduction; l'introduction de la self permet de reculer ce point. Il est possible de trouver une valeur de self telle que ce point recule jusqu'au point d'établissement suivant. Dans ces conditions, chaque moitié de diode conduit pendant sa période normale de conduction et n'est pas soumise par conséquent à des à-coups nuisibles. Ce genre de montage est particulièrement indiqué avec les tubes à gaz. La valeur critique de la self permettant la conduction pendant toute l'alternance est donnée par :

$$L_c = \frac{R_L}{3\omega}$$

C'est là une valeur approchée, car, dans les calculs, les harmoniques d'ordre supérieur à deux ont été négligés. En majorant la valeur de L_c de 25 %, on aura une très bonne approximation.

Il est évident qu'on améliorera considérablement le filtrage par l'emploi de plusieurs cellules montées l'une à la suite de l'autre. Chaque cellule est soumise à la composante alternative se trouvant à la sortie de la cellule précédente. Pour un filtre à n cellules, le facteur d'ondulation est :

$$r = \frac{\sqrt{2}}{3}\left(\frac{1}{L C \omega^2}\right)^n$$

Pour un courant à 50 périodes par seconde :

$$r = \frac{\sqrt{2}}{3}\left(\frac{1}{4\ \pi^2\ 25.10^2\ LC}\right)^n = \frac{\sqrt{2}}{3}\left(\frac{10^{-5}}{LC}\right)^n$$

en supposant que toutes les cellules sont identiques; en cas contraire on aurait :

$$r = \frac{\sqrt{2}}{3}\prod^{n}\frac{1}{L_j\ C_j\ \omega^2}$$

Filtre en π

Dans la construction de générateurs de courant continu usuels, on utilise souvent des filtres en π. C'est un bon filtre avec un facteur d'ondulation faible. Son étude se fait en le considérant comme un filtre en L faisant suite à un filtre capacitif (fig. 13). Il existe une multitude de possibilités d'agencement des éléments pour construire des filtres. Leur étude est hors de notre sujet.

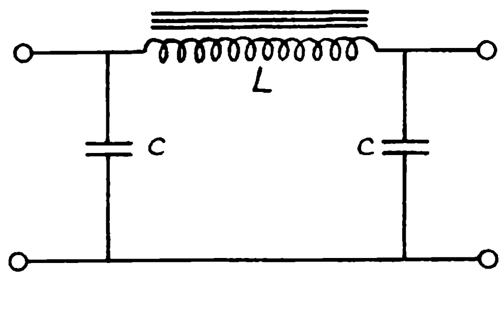


Fig.13.

Dans la construction des générateurs à courant continu, on remplace de plus en plus les lampes par des semi-conducteurs. Les développements récents de la technique des transistors et d'une façon générale des semi-conducteurs au germanium et au silicium ont entraîné la fabrication d'éléments redresseurs ayant des propriétés très intéressantes. On trouve actuellement une grande variété de ces semi-conducteurs. Dans tous les cas une solution dans ce sens est possible, aussi bien pour les faibles courants de quelques milliampères, que pour les courants de plusieurs ampères. Les avantages essentiels de l'emploi de ces semi-conducteurs sont :

Très faible encombrement
Suppression du circuit de chauffage
Rendement élevé
Insensibilité aux vibrations
Longue durée de vie, etc.

On emploie également comme éléments redresseurs des triodes à gaz (thyratrons) pour l'obtention de débits élevés et réglables.

La tension d'un générateur de courant continu comportant un transformateur, un redresseur et un filtre ne pourra être stable que dans la mesure où le secteur lui-même est stable, ce qui n'est pas toujours le cas. Pour beaucoup de circuits électroniques la stabilité de la tension d'alimentation est un impératif absolu. Diverses techniques sont employées suivant le degré de stabilité désiré :

- Préstabilisation de la tension alternative par l'emploi de dispositifs électromagnétiques ou électromécaniques tels que Reguvolt, Stabivolt, Precivolt, etc. Les dispositifs à équipage mobile sont peu recommandés.

Le Reguvolt de M.C.B. Veritable Alter est probablement le plus satisfaisant.

Il s'agit d'un transformateur à fer saturé et secondaire accordé. Les variations au secondaire sont de ± 1 % pour des variations primaires de ± 15 %. Il a l'inconvénient d'être encombrant, lourd, très sensible aux variations de fréquences, tension secondaire riche en harmoniques.

- La tension continue du générateur peut être stabilisée avec des lampes à gaz (stabilité 1 %) ou avec des montages à pentodes à vide. Suivant les cas, on pourra obtenir assez facilement entre 1‰ et 1‱.

CHAPITRE X

LAMPES A VIDE A PLUSIEURS ELECTRODES

A. - TRIODES A VIDE

Description - Distribution des potentiels

Une triode est une lampe à trois électrodes : la cathode, la plaque et la grille, située entre la plaque et la cathode au voisinage de celle-ci. Comme d'habitude, toutes les tensions seront prises par rapport à la cathode. La grille est en général portée à un potentiel négatif par rapport à la cathode. Le champ négatif ainsi créé permettra de contrôler le débit des électrons vers l'anode. Pour bien comprendre le fonctionnement de la grille, considérons deux spires successives g_1 et g_2 de celle-ci, portée au potentiel - E_g, et traçons les équipotentielles dans l'espace cathode-plaque (fig. 1 a, b, c, d) .

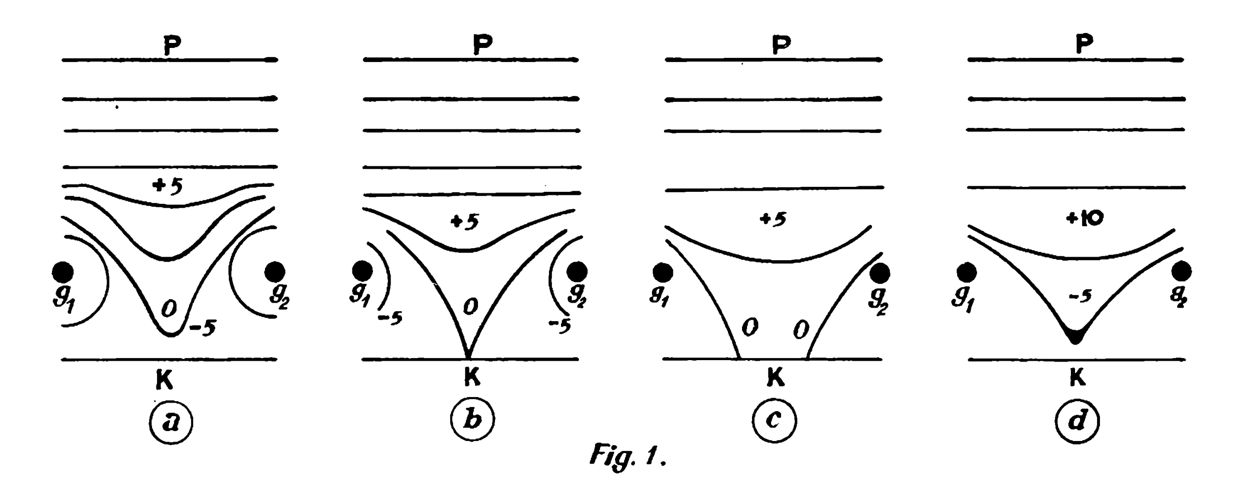


Fig. 1.

Si entre g_1 et g_2 il existe une équipotentielle négative, seuls les électrons ayant une énergie suffisante pour surmonter cette barrière atteindront la plaque. L'équipotentielle peut être suffisamment négative pour qu'aucun électron ne puisse la franchir. En (c) , on voit que les électrons de la cathode n'éprouveront pas de difficultés pour atteindre la plaque. Par contre, si la grille est portée à un potentiel positif, il est aisé de concevoir qu'un certain nombre d'électrons s'écouleront par la grille, entraînant une baisse du courant plaque

qui ira en s'accentuant lorsque la tension grille augmentera. Dans certains ouvrages, la conduction grille-cathode est appelée effet diode. La répartition des potentiels dans la lampe sera conforme à la figure 2. En l'absence de la grille, la distribution aurait l'allure de la courbe A comme dans une diode (fig. 2 a, chapitre VI). L'introduction de la grille avec son potentiel négatif la modifie et lui donne l'allure de la courbe B.

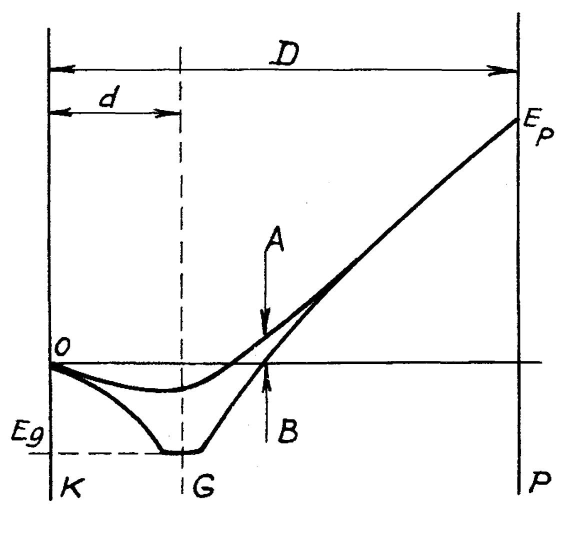


Fig.2.

Deux champs se superposent :

Un champ accélérateur plaque-cathode;
Un champ retardateur grille-cathode.

Le champ accélérateur est :

$$E_a = \frac{E_b}{D}$$

et le champ retardateur :

$$E_r = \frac{E_g}{d}$$

Le nombre d'électrons atteignant la plaque dépendra de la valeur relative de ces deux champs. La grille étant beaucoup plus proche de la cathode, une variation e_g du potentiel grille aura le même effet qu'une variation de la tension plaque e_p, beaucoup plus grande que e_g $e_p = \mu e_g$, μ étant une constante. Le courant plaque peut s'exprimer par la relation :

$$I_p = f\left(E_g + \frac{E_p}{\mu}\right) \tag{1}$$

En réalité, cette fonction est de la forme :

$$I_p = k\left(E_g + \frac{E_p}{\mu}\right)^n \quad n \# \frac{3}{2} \tag{2}$$

analogue à la fonction trouvée pour une diode (formule (1), chapitre VI). La triode peut donc être assimilée à une diode dont la plaque portée au potentiel :

$$E_g + \frac{E_p}{\mu}$$

serait située à l'emplacement de la grille.

Avant d'établir les équations de fonctionnement des triodes, il est indispensable de dire quelques mots sur les notations et les symboles employés.

En premièr lieu, tous les paramètres propres à la triode (résistance intérieure, pente, coefficient d'amplification) seront désignés par des lettres minuscules. Par exemple la résistance intérieure de la triode sera désignée par r_p, tandis que toute autre résistance ou impédance pouvant se trouver dans le circuit sera désignée par une lettre majuscule R ou Z avec l'indice approprié s'il y a lieu.

Le circuit élémentaire de la triode correspond au schéma de la figure 3. Un certain courant I_p circule dans le circuit plaque-cathode :

$$I_p = f\left(E_g , E_p\right)$$

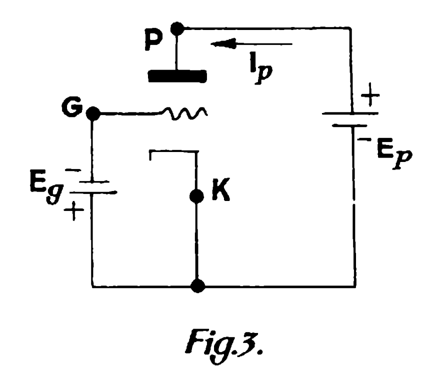


Fig.3.

Imaginons maintenant que nous introduisons dans le circuit grille ou le circuit plaque un générateur de tension variable, sinusoïdale par exemple. Il est facile de concevoir que le courant plaque n'aura plus une valeur constante. Il aura une composante continue I_{p_0} due aux polarisations fixes de la plaque et de la grille et une composante i_p variable (alternative ici) autour de cette valeur fixe et due aux variations de la tension grille ou de la tension plaque. A chaque instant le courant plaque est donc la somme algébrique :

$$I_{p_0} + i_p$$

i_p étant la valeur instantanée de la composante fluctuante, on appellera courant total :

$$I_p = I_{p_0} + i_p$$

De la même façon nous pouvons écrire :

$$E_p = E_{p_0} + e_p$$

(valeurs algébriques)

$$E_g = E_{g_0} + e_g$$

- La source de tension alimentant le circuit plaque sera désignée par E_b. Si aucun élément (résistances, générateurs) n'est intercalé entre cette source et la plaque :

$$E_p = E_b$$

Dans le cas contraire :

$$E_p \# E_b$$

- La source polarisant la grille sera désignée par E_c. Tant que la grille est polarisée négativement aucun courant appréciable ne circule dans le circuit grille-cathode. Donc, même si une résistance est interposée entre la source et la grille, on aura :

$$E_g = E_c$$

Equations de fonctionnement d'une triode - Circuit équivalent

Le courant plaque de la triode dépend de deux paramètres, la tension plaque et la tension grille. Nous pouvons écrire successivement :

$$I_p = f\left(E_g , E_p\right) \qquad (3)$$

$$d\,I_p = \frac{\delta I_p}{\delta E_g} d\,E_g + \frac{\delta I_p}{\delta E_p} d\,E_p \qquad (4)$$

Si dans (4) nous maintenons la tension plaque constante, l'expression se réduit à :

$$d\,I_p = \frac{\delta I_p}{\delta E_p} d\,E_g$$

et :

$$\frac{\delta I_p}{\delta E_g} = \frac{d\, I_p}{d\, E_g} \qquad (5)$$

qui a la dimension inverse d'une résistance et n'est autre que la pente d'une caractéristique courant plaque-tension grille avec la tension plaque constante. Nous désignerons cette grandeur par g_m :

$$g_m = \frac{d\, I_p}{d\, E_g}$$

et nous l'appellerons par la suite soit pente de la lampe, soit transconductance.

De même, si dans (4) nous maintenons la tension grille constante et nous faisons varier la tension plaque, l'expression se réduit à :

$$d\, I_p = \frac{\delta I_p}{\delta E_p}\, d\, E_p$$

et :

$$\frac{d\, E_p}{d\, I_p} = \frac{\delta E_p}{\delta I_p} \qquad (6)$$

La lampe étant considérée comme un générateur de force électromotrice E_p débitant un courant I_p, le coefficient $\frac{\delta E_p}{\delta I_p}$ est la résistance intérieure de celui-ci. Cette résistance sera désignée par r_p. Avec ces notations la relation (4) s'écrira :

$$d\, I_p = g_m\, d\, E_g + \frac{1}{r_p}\, d\, E_p \qquad (7)$$

Dans (4), maintenons I_p constant; nous aurons les relations :

$$0 = \frac{\delta I_p}{\delta E_g}\, dE_g + \frac{\delta I_p}{\delta E_p}\, d\, E_p$$

d'où :

$$\frac{dE_p}{dE_g} = - \frac{\dfrac{\delta I_p}{\delta E_g}}{\dfrac{\delta I_p}{\delta E_p}} = - \frac{\delta E_p}{\delta E_g} = - \mu \qquad (8)$$

μ est le coefficient d'amplification, défini plus haut, et traduit l'équivalence entre les variations de tension plaque et les variations de tension grille pour obtenir la même variation du courant plaque.

Entre les trois coefficients, il existe la relation suivante :

$$g_m \, r_p = \mu \qquad (9)$$

Avec la convention d'écriture indiquée, l'équation de fonctionnement de la triode deviendra :

$$i_p = g_m \, e_g + \frac{e_p}{r_p} \qquad (10)$$

où :

$$r_p \, i_p = \mu \, e_g + e_p \qquad (11)$$

En langage de courant total on écrira :

$$r_p \, I_p = \mu \, E_g + E_p \qquad (12)$$

Les formules (11) et (12) permettent d'établir un circuit équivalent à la triode qui sera constamment utilisé par la suite.

Dans beaucoup de cas, il suffit d'étudier uniquement les variations des courants ou des tensions dans le circuit; à ce cas correspond le circuit équivalent élémentaire de la figure 4 a.

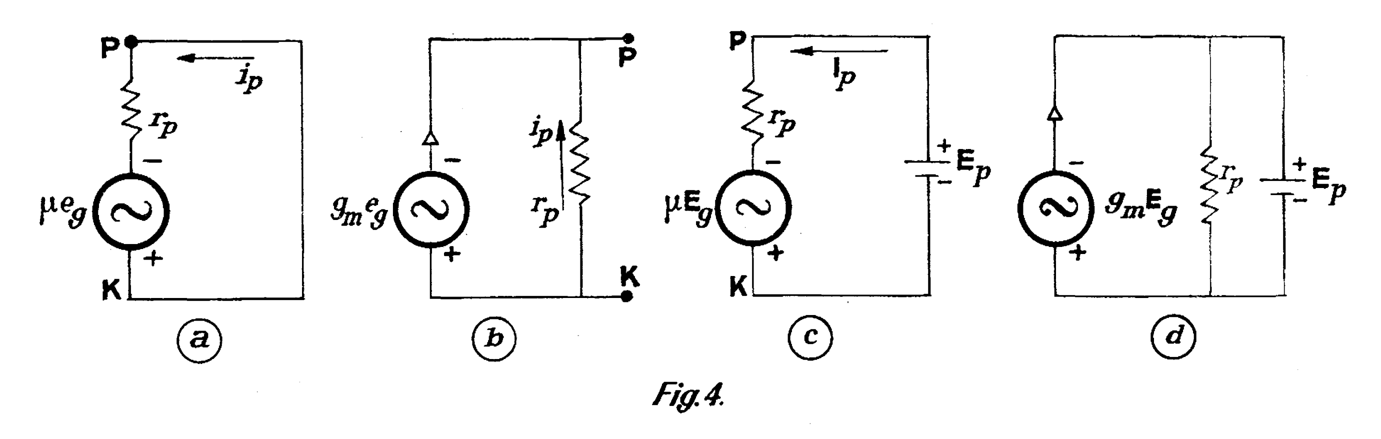


Fig.4.

Si on veut tenir compte du courant total, on est amené au circuit équivalent (fig. 4 c) . On peut également établir les circuits équivalents de Norton en considérant la triode comme une source fournissant un courant $g_m \, e_g$ (ou $g_m \, E_g$) circulant dans une résistance r_p (fig. 4 b et d) . Toutes ces équivalences sont par trop évidentes pour qu'il y ait lieu d'insister.

Caractéristiques de fonctionnement des triodes

Il existe deux familles de caractéristiques de fonctionnement des triodes :

a) Caractéristique $I_p \, E_g$ à tension plaque constante

b) Caractéristique $I_p \, E_p$ à tension grille constante.

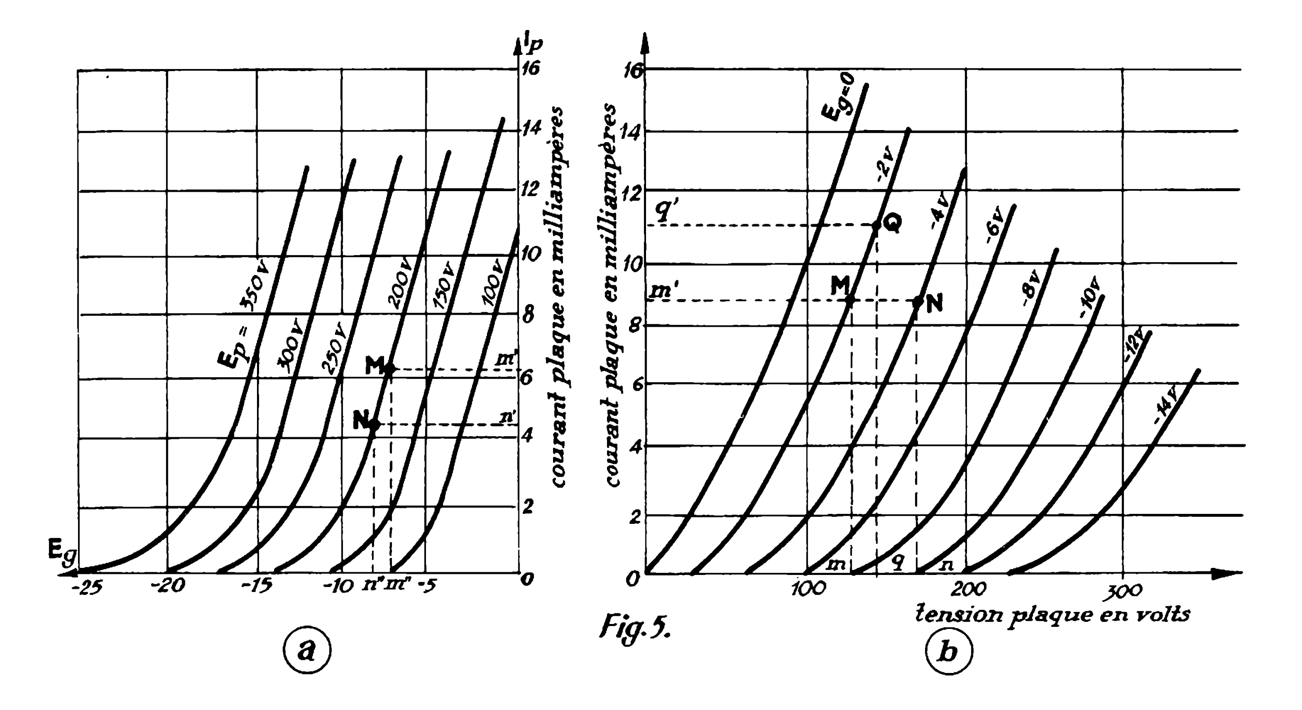


Fig.5.

Ces deux caractéristiques ont respectivement les allures des courbes de la figure 5 a et b. Ces caractéristiques n'étant pas des droites parallèles équidistantes, les trois coefficients ne seront pas des constantes mais varieront avec le courant. Leur allure est indiquée sur la figure 6. On les tirera d'ailleurs des caractéristiques de la figure 5. En effet sur les caractéristiques $I_p \, E_g$:

$$\frac{m' \, n'}{m'' \, n''} = g_m$$

et sur les caractéristiques $I_p E_p$:

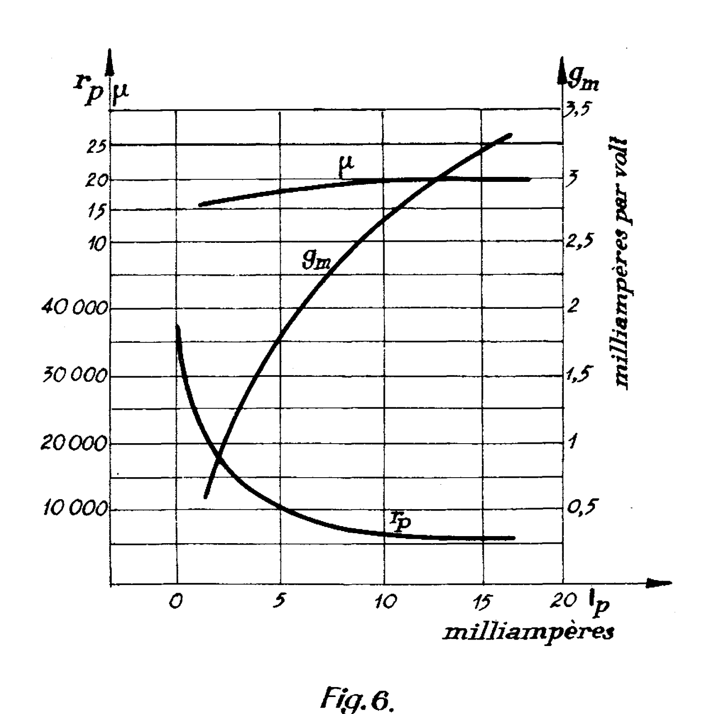


Fig. 6.

$$\frac{E_g(-2) - E_g(-4)}{MN} = \frac{\Delta E_g}{\Delta E_p} = \frac{1}{\mu}$$

$$\frac{m'q'}{mq} = \frac{\Delta I_p}{\Delta E_p} = \frac{1}{r_p}$$

Pour les triodes courantes dites de réception, dans la zone d'utilisation, la résistance intérieure varie de 50 000 à 10 000 ohms; le coefficient d'amplification reste dans le voisinage de 20 à 25 pour les anciennes lampes, la pente étant de 2 ou 3 milliampères par volt. Pour les lampes modernes, le coefficient d'amplification se situe entre 50 et 100; les pentes se situent entre 1,5 et 5 ou 6 milliampères par volt.

Triodes utilisées avec une résistance de charge

Charge anodique

Si on introduit entre le pôle plus de la source de tension d'alimentation et la plaque de la lampe (fig. 7) une résistance R_L, la plaque ne sera plus à la tension d'alimentation E_b du fait de la chute de tension $R_L I_p$ dans la résistance et on aura :

$$E_p = E_b - R_L I_p \tag{13}$$

Dans le plan $I_p E_p$, cette équation représente une droite dont les intersections avec les caractéristiques définissent le fonctionnement de la lampe (fig. 8). Cette droite de charge est en tout point analogue à celle que nous avons tracée pour les diodes et les cellules photoélectriques.

L'introduction de la résistance de charge diminue la tension plaque effective. Ceci a pour effet de diminuer le courant plaque et, par voie de conséquence, de diminuer la pente de la caractéristique tension grille-courant plaque. Le circuit équivalent est celui de la figure 9.

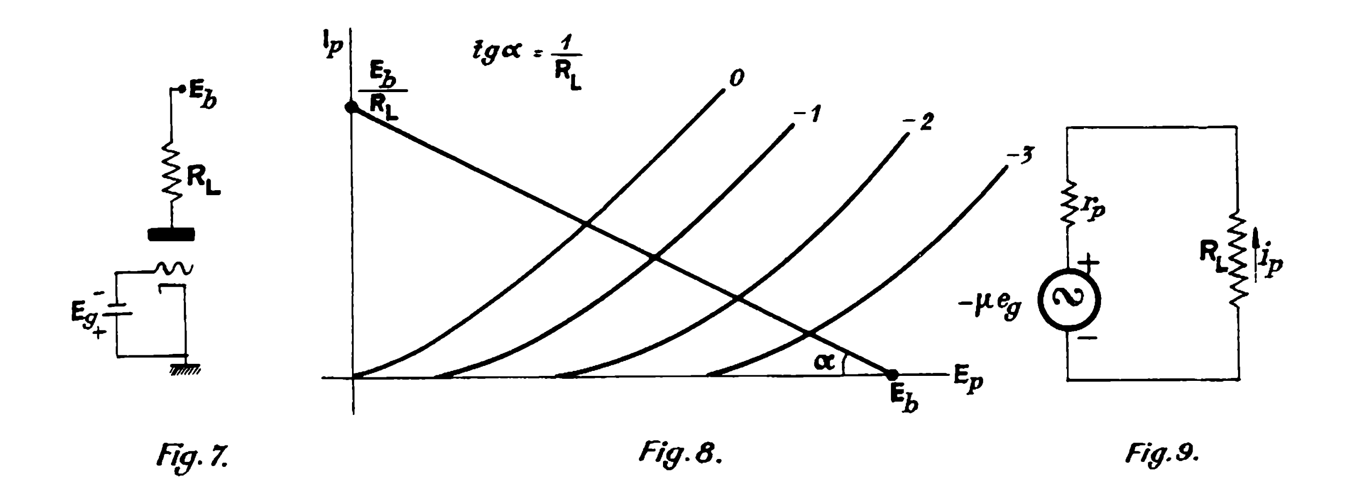


Fig. 7. Fig. 8. Fig. 9.

Equations de fonctionnement. Etage amplificateur. - En combinant les deux relations (12) et (13), nous aurons :

$$r_p I_p = \mu E_g + \left(E_b - R_L I_p\right) \tag{14}$$

d'où nous tirerons :

$$I_p = \frac{\mu E_g + E_b}{r_p + R_L} \tag{15}$$

Cherchons alors la variation de tension que nous pouvons recueillir à la plaque de la lampe pour des variations e_g de la tension grille.
En portant la valeur du courant (15) dans l'équation (13), nous aurons :

$$E_p = \frac{r_p E_b - E_g R_L \mu}{r_p + R_L} \tag{16}$$

Le rapport entre les variations de la tension plaque et de la tension grille est alors :

$$G = \frac{\delta E_p}{\delta E_g} = \frac{-\mu R_L}{r_p + R_L} = -\mu \frac{1}{\frac{r_p}{R_L} + 1} \tag{17}$$

Au point de vue variation, on peut écrire :

$$e_p = G\, e_g \qquad 0 < |G| < \mu$$

Si la valeur de R_L est convenablement choisie, G sera supérieur à 1. Nous pouvons donc réaliser une amplification de la tension e_g par la simple introduction d'une résistance R_L dans le circuit plaque de la lampe. Le signe moins qui affecte l'expression du gain exprime le fait que les variations de e_g et e_p se font en sens inverse. En effet, e_g et i_p varient dans le même sens et $E_p = E_b - R_L I_p$ varie en sens inverse de I_p. Si la grille est attaquée avec une tension sinusoïdale, les variations de la tension plaque sont également sinusoïdales, mais déphasées de π par rapport aux variations de la tension grille.

Le gain, toujours inférieur au coefficient d'amplification, est une fonction croissante de la résistance de charge et tend vers μ (fig. 10) lorsque la résistance tend vers l'infini. En réalité, on ne peut guère dépasser un gain de l'ordre des deux tiers du coefficient d'amplification.

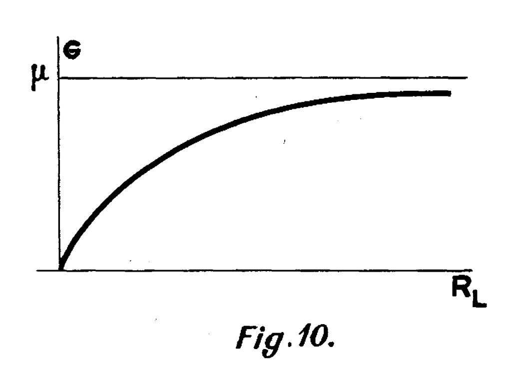


Fig. 10.

En effet l'accroissement de la résistance de charge entraîne une diminution du courant plaque et la figure 5 montre que dans ces conditions r_p augmente et μ diminue. La formule (15) montre qu'on améliorera le gain en augmentant la tension d'alimentation E_b, qui entraîne une augmentation de I_p et, par voie de conséquences, la diminution de la résistance intérieure et l'augmentation du coefficient d'amplification.

<u>Pente de l'étage amplificateur</u>. - Nous avons trouvé pour le courant plaque la relation (15) ; la pente, par définition, étant le rapport des variations du courant plaque aux variations de la tension grille, nous aurons :

$$g'_m = \frac{\delta I_p}{\delta E_g} = \frac{\mu}{R_L + r_p} = \frac{g_m}{1 + \frac{R_L}{r_p}} \qquad (18)$$

La pente dynamique diminue lorsque la résistance de charge augmente.

<u>Transmission des signaux appliqués à la grille</u>. - La droite de charge coupe les différentes caractéristiques. On choisit sur cette

droite un point dit de repos M définissant l'état de la lampe en l'absence de toute excitation de la grille. La tension grille de repos est dans ces conditions E_{g_0}, le courant de repos I_{p_0} et la tension plaque E_{p_0} (fig. 11). Si nous appliquons sur la grille une tension sinusoïdale :

$$e'_g = E_m \sin \omega t$$

à chaque instant la grille sera au potentiel :

$$e_g = E_{g_0} + e'_g$$

Le point de fonctionnement M se déplacera donc sur la droite de charge entre les deux caractéristiques extrêmes $E_{g_0} + E_m$ et $E_{g_0} - E_m$.

Nous aurons alors en fonction du temps : en (1) les variations du courant plaque, en (3) les variations de la tension plaque et en (2) les variations de la tension grille. L'axe des temps pour cette dernière est la perpendiculaire en M à la droite de charge. Une construction analogue peut être faite avec les caractéristiques dynamiques $I_p E_g$ (fig. 12).

On voit sur la figure 12 que le courant plaque sera déformé si :

$$E_m > \left| E_{g_0} \right|$$

ou si :

$$E_M > \left| E_{gc_0} \right| - \left| E_{g_0} \right|$$

Le choix du point de repos sera dicté par la destination de l'amplificateur. On classera ceux-ci en :

Classe A. - Point de repos dans le milieu de la zone linéaire de la caractéristique avec excitation grille de telle sorte qu'il n'y ait ni saturation, ni blocage de la lampe.

Classe B. - La polarisation grille est telle que seule la moitié de la sinusoïde passe (fig. 13).

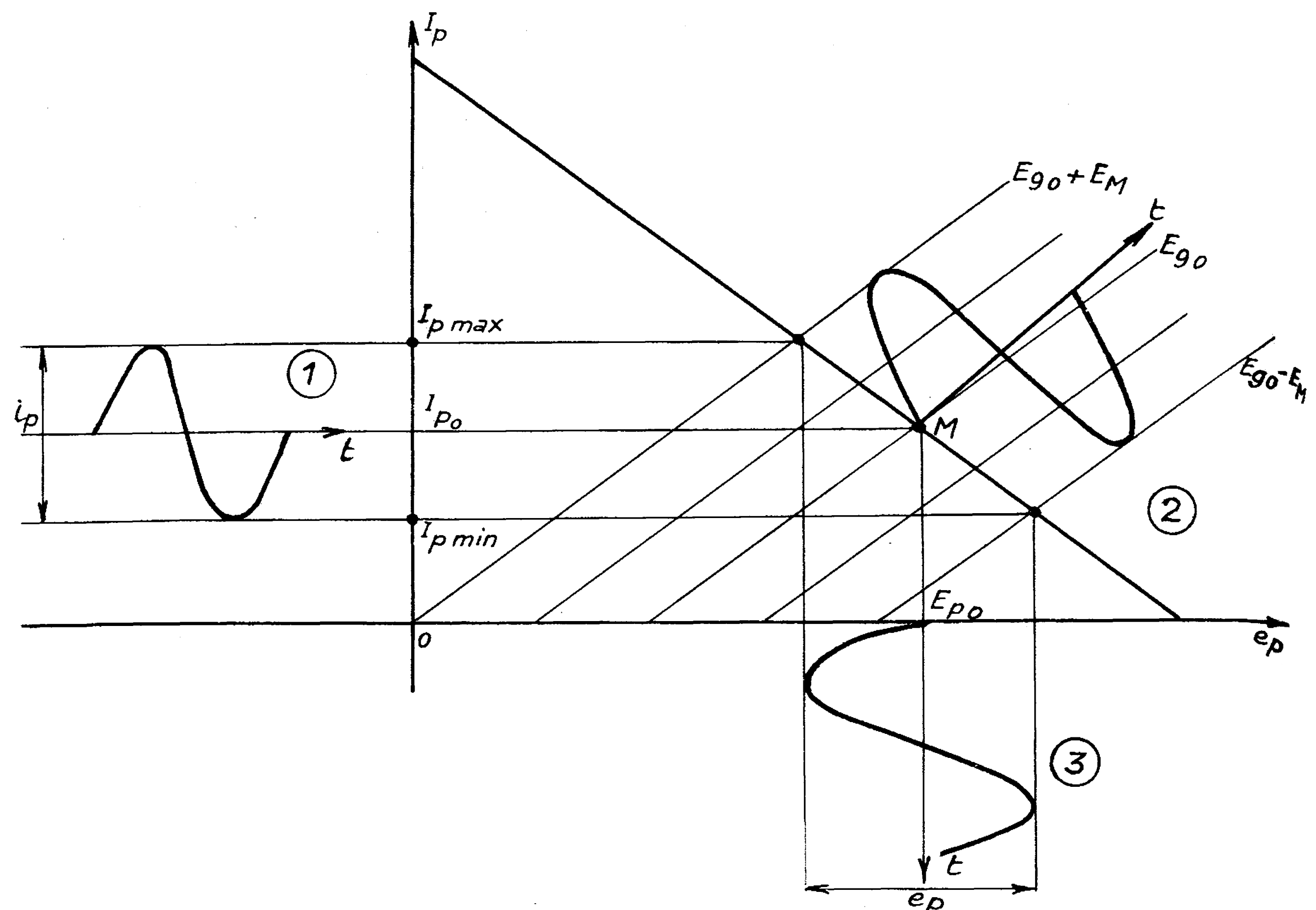

I_p
$E_{go}+E_M$
t
E_{go}
$I_{p\,max}$
①
i_p
I_{p_o}
t
M
$E_{go}-E_M$
②
$I_{p\,min}$
E_{po}
0
e_p
③
t
e_p



Fig.11.

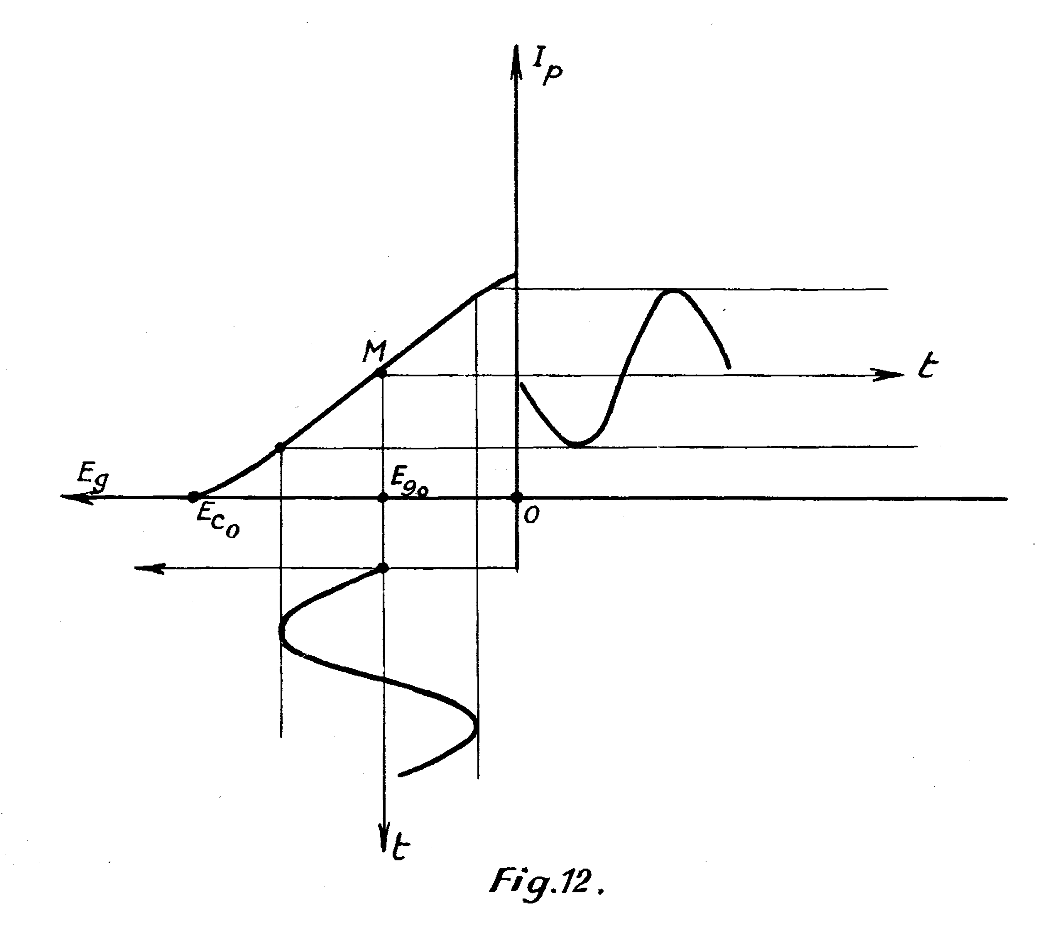

I_p
M
t
E_g
E_{g_o}
E_{c_o}
0
t

Fig.12.

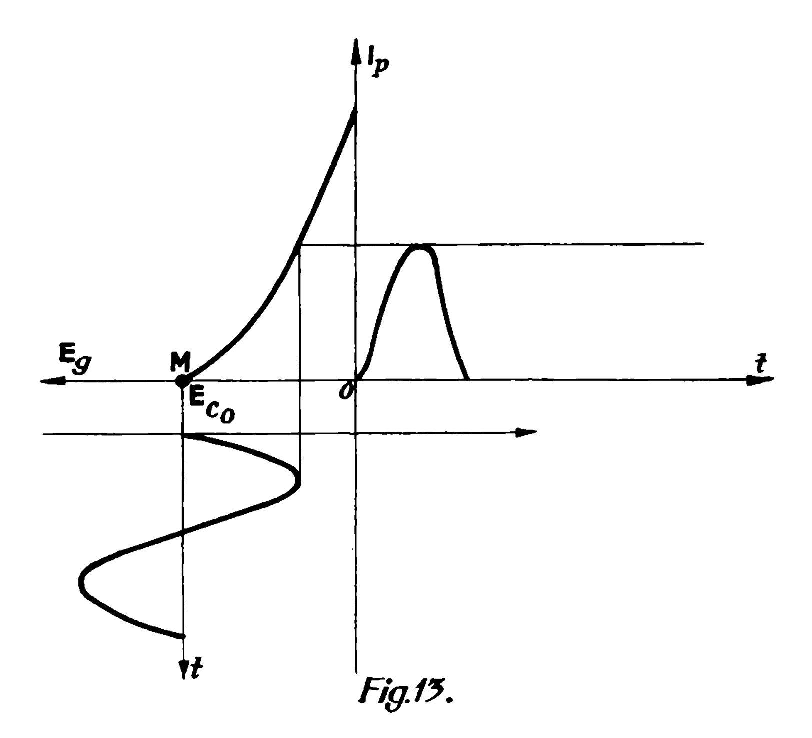


Fig.13.

Classe C. - La fraction de la sinusoïde qui passe est inférieure à la moitié. La polarisation grille est plus négative qu'en classe B (fig. 14) . On montre que le rendement de la triode est optimum en classe C et très faible en classe A.

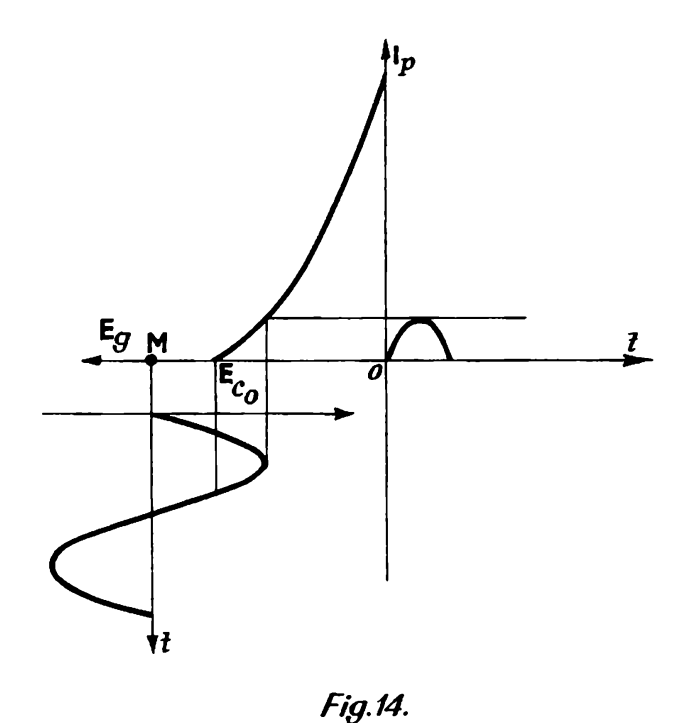


Fig.14.

Introduction d'une résistance dans le circuit de la cathode

Jusqu'ici nous avons supposé que la cathode se trouvait à 0 volt et que la grille était polarisée par rapport à celle-ci par une source auxiliaire de tension $- E_{g_0}$.

Cette solution n'est évidemment pas pratique. Si nous introduisons entre le moins de la source et la cathode une résistance R_k, celle-ci, traversée par le courant plaque I_{p_0}, portera la cathode au potentiel $+ R_k I_{p_0}$ par rapport au 0. Il suffira alors de relier la grille au 0 pour y avoir le potentiel $E_{g_0} = - R_k I_{p_0}$. Ce montage entraîne naturellement la modification de toutes les caractéristiques de fonctionnement.

Courant plaque. - Reprenons l'équation (12) :

$$r_p I_p = \mu E_g + E_p$$

Nous devons remplacer ici :

$$E_g \text{ par } E_{gk} \quad \text{et} \quad E_p \text{ par } E_{pk}$$

On voit sur la figure 15 que :

$$E_{gk} = E_g - E_k = E_g - R_k I_p$$

et :

$$E_{pk} = E_b - R_L I_p - R_k I_p$$

En portant les deux valeurs dans (12), on aura :

$$r_p I_p = \mu \left(E_g - R_k I_p \right) + \left(E_b - R_L I_p - R_k I_p \right) \quad (19)$$

Fig.15.

d'où :

$$I_p = \frac{E_b + \mu E_g}{r_p + R_L + R_k (\mu + 1)} \qquad (20)$$

Il en résultera un gain :

$$G = \frac{-\mu}{\frac{r_p}{R_L} + 1 + \frac{R_k}{R_L}(\mu + 1)} \qquad (21)$$

L'introduction d'une résistance R_k dans la cathode équivaut donc à une augmentation de la résistance intérieure de R_k (μ + 1) . Le gain de l'étage s'en trouve diminué.

Réaction négative de cathode. - Une variation i_p du courant plaque entraîne :

$$e_k = R_k \, i_p$$

Cette variation de tension cathode est dans le même sens que la variation de la tension grille provoquant la variation de i_p et viendra se retrancher de e_g; elle a donc pour effet une diminution du signal d'attaque et en dernier ressort une diminution du gain de l'étage. On y remédie, dans une certaine mesure, en mettant en parallèle sur R_k une forte capacité, 50 μ F par exemple, qui stabilisera la tension cathode en atténuant les fluctuations de celle-ci.

Modification des caractéristiques I_p E_p

L'introduction d'une résistance dans la cathode porte celle-ci au potentiel E_k ; les caractéristiques I_p E_p ne sont donc plus valables puisqu'on a introduit un changement d'origine. On trace alors un nouveau réseau de caractéristiques en tenant compte de :

$$E_{gk} = E_g - R_k \, I_p$$

qui donne :

$$I_p = \frac{E_g - E_{gk}}{R_k}$$

Fixons une valeur de $E_g = E_{g_1}$ et donnons à E_{gk} les valeurs 0, -1, -2 ... R_k étant connu pour chacune des valeurs de E_{gk}, nous connaissons la valeur de I_p. Les points correspondants sont situés sur les horizontales de I_p et en même temps sur la caractéristique statique $E_{gk} = (0, -1, -2...)$ et la caractéristique $E_g = E_{g_1}$ (fig. 16).

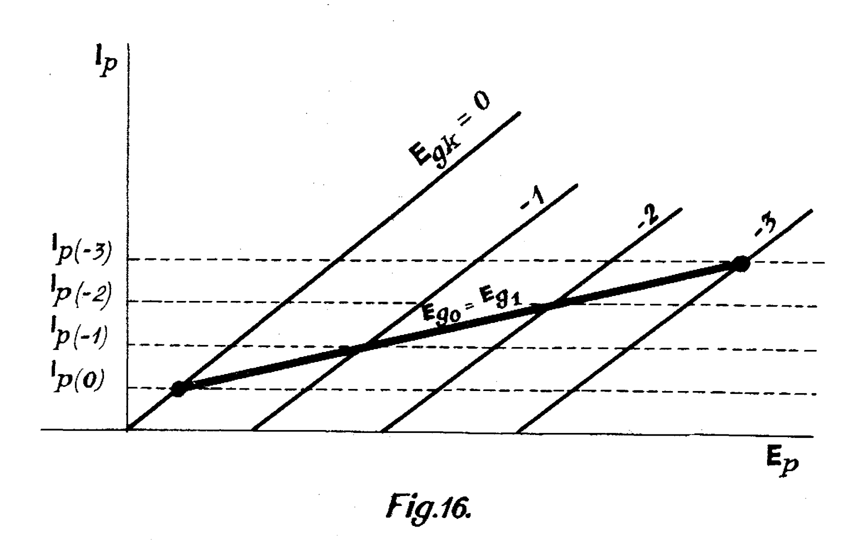


Fig.16.

Sur le nouveau réseau de caractéristiques ainsi obtenu on peut calculer tous les éléments du circuit.

Charge cathodique (cathode follower)

Très souvent on emploie des triodes (tétrodes ou pentodes) en montage à charge cathodique, c'est-à-dire qu'aucune résistance n'est introduite dans le circuit plaque (fig. 17).

D'après (20) le courant plaque est :

$$I_p = \frac{E_b + \mu E_g}{r_p + R_k (\mu + 1)} \quad (22)$$

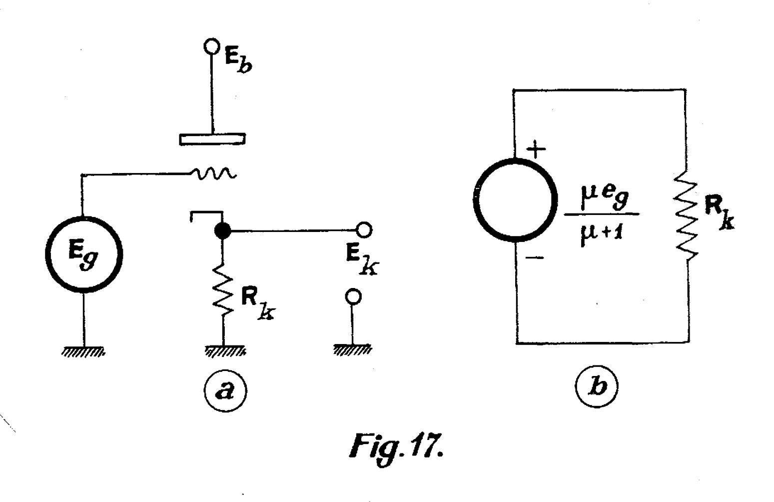


Fig.17.

Si $(\mu + 1) R_k$ était suffisamment grand pour que l'on puisse négliger r_p au dénominateur,

$$i_p = \frac{\mu \, e_g}{(\mu + 1) \, R_k}$$

donnerait comme circuit équivalent celui de la figure 17 b.

Dans le cas général :

$$i_p = \frac{\mu \, e_g}{r_p + (\mu + 1) \, R_k} \qquad (23)$$

Le gain de l'étage est alors :

$$G = \frac{d \, E_k}{d \, E_g} = \frac{\mu \, R_k}{r_p + (\mu + 1) \, R_k}$$

Le gain de l'étage est donc toujours inférieur à 1 et a pour limite :

$$G_{lim} = \frac{\mu}{\mu + 1} \# 1 \qquad (24)$$

pour $r_p \ll R_k (\mu + 1)$.

Il faut remarquer d'autre part qu'à un accroissement de la tension grille correspond un accroissement du courant plaque, par conséquent un accroissement de la tension de cathode. e_g et e_k varient donc dans le même sens et la transmission des signaux se fait sans modification de phase.

Le gain de l'étage étant inférieur à 1, on peut se demander quelle est l'utilité du montage. Dans l'hypothèse, pratiquement toujours valable, de :

$$r_p \ll (\mu + 1) \, R_k$$

nous avons :

$$E_k = R_k \, I_p = \frac{E_b + \mu \, E_g}{\mu + 1} = E_g + \frac{E_b - E_g}{\mu + 1} \qquad (25)$$

Donc, quelle que soit la valeur de $E_g < E_b$:

$$E_k > E_g$$

$E_g \geqslant E_b$ ne présente aucun intérêt.

La grille reste toujours négative par rapport à la cathode. Il s'ensuit que le circuit grille-cathode n'est le siège d'aucun courant. La résistance d'entrée :

$$R_{gk} = \frac{E_{gk}}{I_{gk}}$$

est donc infinie.

Ceci n'est pas tout à fait vrai, pour plusieurs raisons :

On constate la présence d'un courant grille appréciable même lorsque la grille est légèrement négative par rapport à la cathode (0, 5 à 1 volt suivant les lampes).

Ce courant grille ne s'annule pratiquement pas tout en ayant des valeurs extrêmement faibles (10^{-10} à 10^{-12} A). A ce courant il faut ajouter les courants de fuite extérieurs, d'autant plus importants que le culot et le support de lampe sont sales ou humides.

A ces courants de fuite il faut ajouter un très léger courant ionique dû à la présence de quelques atomes de gaz malgré le vide poussé.

Malgré tout, si la grille reste toujours légèrement négative par rapport à la cathode, R_{gk} a une valeur très élevée se chiffrant en centaines ou milliers de mégohms (10^8 ou 10^9 ohms). Il est aisé d'assigner une limite à E_g. Il suffit pour cela d'écrire que :

$$E_k - E_g < \varepsilon$$

ε valeur au-delà de laquelle le courant grille atteint une valeur inadmissible.

La charge cathodique est donc un circuit dans lequel la résistance d'entrée est très élevée et la résistance de sortie faible; en

outre entre le circuit d'entrée et de sortie il n'y a aucune réaction. Il sera utilisé pour le couplage de circuits lorsqu'on veut éviter de charger un circuit.

La valeur très élevée de R_{gk} fait qu'un montage à charge cathodique est un excellent élément de couplage entre circuits lorsqu'on veut éviter les interréactions.

Une utilisation courante des charges cathodiques est leur emploi dans la construction de voltmètres électroniques. La propriété primordiale d'un voltmètre doit être son manque de consommation, c'est-à-dire sa résistance très élevée. Avec les appareils à cadre, l'augmentation de la résistance se fait au détriment de la robustesse. Dans de très bons voltmètres la résistance ne dépasse pas 50 000 ohms par volt, valeur énorme pour les applications industrielles ou en électrotechnique, mais insuffisante pour les circuits électroniques, où l'on rencontre fréquemment des courants se chiffrant en microampères ou moins, traversant des résistances élevées (1 microampère traversant 1 mégohm donne 1 volt).

L'élément de base d'un type de voltmètre sera une charge cathodique, l'appareil de mesure, un milliampèremètre à cadre étalonné en volts étant placé dans le circuit cathode. Dans sa réalisation pratique le voltmètre n'aura pas cette forme élémentaire, mais du fait de son circuit d'entrée il aura une résistance très élevée, des dizaines ou des centaines de mégohms. On voit également que, la tension grille-cathode :

$$e_{gk} = e_g - e_k = e_g - \frac{\mu R_k e_g}{\mu + 1} = \frac{e_g}{\mu + 1}$$

variant peu lorsque e_g varie, μ reste pratiquement constant et que la transmission est bien linéaire malgré la courbure de caractéristique.

On peut finalement considérer la charge cathodique comme un amplificateur de courant; en effet :

$$e_k = R_k \, i_p = \left(R_{gk} \; i_{gk} \right) G_k$$

Si G'_k est le coefficient d'amplification du courant :

$$G'_k = \frac{i_p}{i_{gk}} = \frac{R_{gk}}{R_k} G_k \neq \frac{R_{gk}}{R_k} \gg 1$$

puisque $G_k \neq 1$.

Dans tout ce qui précède nous avons systématiquement négligé r_p; cherchons maintenant quelle valeur on doit donner pour cela à R_k. Prenons la lampe 12 AT 7 (double triode série Noval), $r_p \# 10^4$, $\mu \# 65$, et écrivons :

$$r_p = 0,01\ (\mu + 1)\ R_k$$

On aura :

$$R_k \ \#\ 15\,000 \text{ ohms}$$

ce qui n'est pas une valeur élevée.

Capacités interélectrodes des triodes - Effet Miller

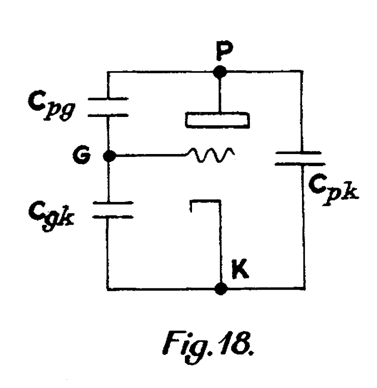


Fig.18.

Les électrodes de la triode présentent entre elles des capacités de l'ordre de quelques picofarads $\left(10^{-12}\right)$. Ces capacités ne sont pas gênantes en basses fréquences; aux fréquences élevées elles ont des effets catastrophiques.

Nous allons établir de quelle façon elles interviennent dans un étage amplificateur.

Pour cela prenons le circuit équivalent d'un tel étage (fig. 19). Pour simplifier l'écriture nous poserons :

$$C_{gk} = C_1 \quad C_{pk} = C_2$$

$$C_{gp} = C_3$$

Appliquons au circuit le théorème du chapitre II :

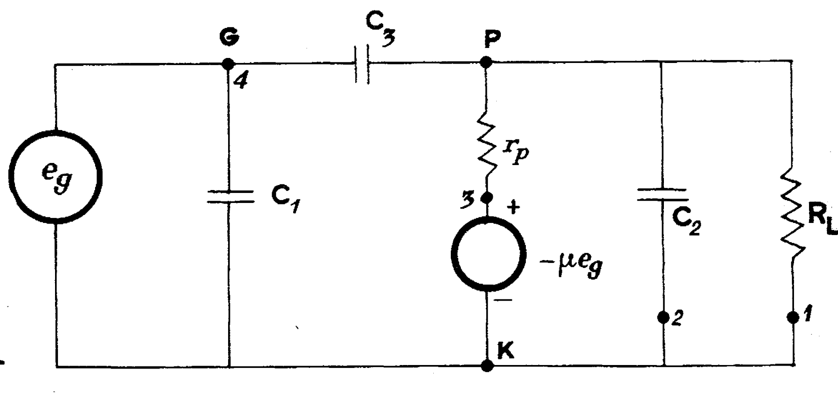


Fig.19.

$$e_{pk} = \frac{j\,C_3\,\omega\ e_g - \mu\,\dfrac{e_g}{r_p}}{j\,\omega\left(C_2 + C_3\right) + \dfrac{1}{R_L} + \dfrac{1}{r_p}} \qquad (26)$$

$$G = \frac{e_{pk}}{e_g} = \frac{j\,C_3\omega - \frac{\mu}{r_p}}{j\omega\left(C_2 + C_3\right) + \frac{1}{R_L} + \frac{1}{r_p}} \tag{27}$$

On voit sur cette formule que le gain de l'étage est affecté par la présence de ces capacités. Mais ce n'est pas là le seul effet de ces capacités. Calculons l'admittance d'entrée.

Sur la figure 20 on voit que le courant débité par la source e_g est :

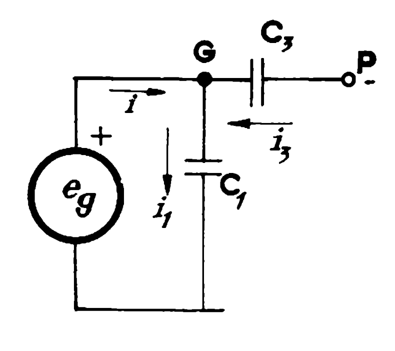


Fig.20.

$$i = i_1 - i_3$$

$$i_3 = j\,C_3\omega\,\left(e_{pk} - e_g\right)$$

$$i_1 = j\,C_1\omega\;\;e_g$$

Or $e_{pk} = G\,e_g$, d'où :

$$i = j\,C_3\omega\;\;(1 - G)\;\;e_g + j\,C_1\,\omega\;\;e_g$$

L'impédance d'entrée est $\frac{e_g}{i}$.

$$Z_0 = \frac{1}{C_3\;(1 - G) + C_1} \cdot \frac{1}{j\omega}$$

La capacité d'entrée est donc :

$$C_0 = C_{gk} + C_{gp}\;(1 - G) \tag{28}$$

Si on néglige l'effet des capacités sur le gain on aura :

$$C_0 = C_{gk} + C_{gp}\left[1 + \frac{\mu\;R_L}{r_p + R_L}\right]$$

Cet accroissement de la capacité d'entrée est connu sous le nom d'effet Miller.

A titre d'exemple prenons une lampe 6 SL 7 montée en amplificatrice avec les paramètres suivants :

$$R_L = 100\text{ K} \quad r_p = 44\text{ K} \quad \mu = 70$$

$$C_{gk} = 3.10^{-12} \quad C_{kp} = 3,8.10^{-12} \quad C_{gp} = 2,8.10^{-12}$$

et calculons la capacité d'entrée réelle :

$$C_0 = 3.10^{-12} + 2,8.10^{-12}\left(1 + \frac{70.10^5}{4,4.10^4 + 10^5}\right)$$

$$C_0 \# 142.10^{-12}\ \text{F}$$

Si e_g est une tension sinusoïdale à 100 000 périodes par seconde, la source sera chargée par une impédance :

$$\bar{Z}_0 = \frac{1}{C_0\omega} = \frac{1}{142.10^{-12}\ .\ 2\pi\ .10^5} \# 1,3.10^4\ \Omega$$

Notons enfin que dans le cas d'une charge cathodique, le gain étant inférieur à 1, la capacité apparente d'entrée sera faible. Dans les conditions précédentes la charge cathodique aura pour impédance d'entrée:

$$\bar{Z}'_0 \# 1,9.10^5\ \Omega$$

B. - TETRODES A VIDE

Nous avons vu qu'une triode pouvait être assimilée à une diode ayant pour tension plaque $e_g + \frac{e_p}{\mu}$ avec $i_p = K\left(e_g + \frac{e_p}{\mu}\right)^{\frac{3}{2}}$. Dans la zone d'utilisation des lampes, la caractéristique est pratiquement linéaire et $i_p = K\left(e_g + \frac{e_p}{\mu}\right)$.

Equation de fonctionnement

Considérons une tétrode, lampe à quatre électrodes, dans l'ordre: la grille, la cathode, l'écran et la plaque.

Nous désignerons par G_2 la grille écran; les tensions et courants correspondants seront affectés de l'indice G_2.

Les électrons qui traversent la première grille peuvent être considérés comme issus d'une cathode fictive K' placée à l'endroit de cette grille. Soit μ_2 le coefficient d'amplification de cette triode.

La lampe fictive $K'G_2P$ peut elle-même être assimilée à une diode. Pour la diode équivalente (fig. 21), la tension de commande est :

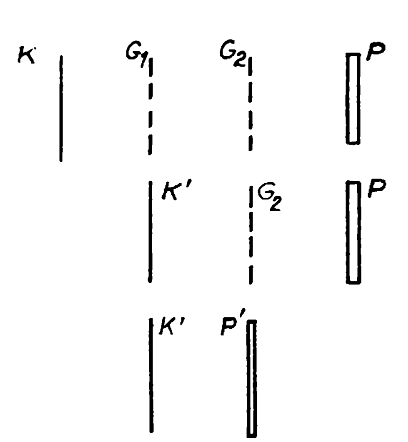


Fig.21.

$$E'_p = E_{g_2} + \frac{E_p}{\mu_2}$$

Le système fictif $KG_1G'_2$ fonctionne comme une triode dont la plaque fictive placée en G_2 serait à la tension E''_p. Soit μ_1 son coefficient d'amplification. A cette triode correspond une diode fictive ayant sa plaque en G_2 et ayant pour tension de commande :

$$E''_p = E_{g_1} + \frac{E'_{g_2}}{\mu_1}$$

Or :

$$E'_p = E'_{g_2}$$

Fig.22.

et :

$$E''_p = E_{g_1} + \frac{E_{g_2}}{\mu_1} + \frac{E_p}{\mu_1 \mu_2}$$

Le courant plaque de la tétrode sera donc exprimé par :

$$i_p = K\left(e_{g_1} + \frac{e_{g_2}}{\mu_1} + \frac{e_p}{\mu_1 \, \mu_2}\right) \qquad (29)$$

Cette relation montre que les variations de tension plaque auront une influence négligeable sur la valeur du courant plaque. Le coefficient $\mu_1 \, \mu_2$ est grand (de l'ordre de 1 000) ; de ce fait même, la résistance intérieure de la lampe sera très élevée puisque de grandes variations de tension plaque n'entraîneront que de faibles variations du courant plaque.

De même la grille de commande G_1 aura une influence plus grande que la grille écran G_2.

Répartition des potentiels et caractéristiques des tétrodes

La répartition des potentiels dans une tétrode est portée sur la figure 23. Avec les tétrodes, un phénomène nouveau apparaît. Les électrons, dans leur parcours vers la plaque, seront captés par l'écran, en plus ou moins grand nombre suivant les valeurs relatives des potentiels plaque et écran.

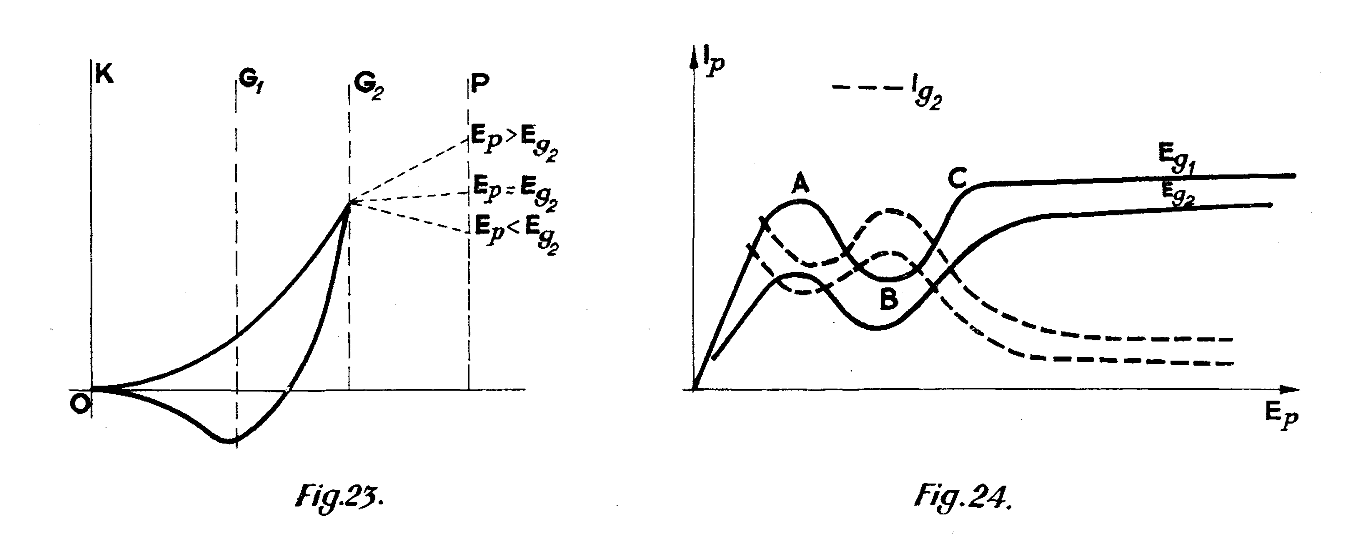


Fig.23.   Fig.24.

Les caractéristiques de fonctionnement auront l'allure de celles de la figure 24.

Dans la zone ABC apparaît une nette diminution du courant plaque ; l'écran y étant à un potentiel plus élevé que la plaque, une grande partie des électrons est absorbée par celui-ci, mais ce phénomène seul ne permet pas d'expliquer le creux ABC. La diminution du courant plaque est attribuée à l'émission secondaire de la plaque. Les électrons rapides qui traversent l'espace écran donnent naissance à une émission secondaire, par bombardement électronique de la plaque. Comme l'écran est plus positif que la plaque, ces électrons secondaires sont attirés vers l'écran, donnant lieu à un courant électrique I_s qui vient se retrancher du courant plaque (effet dynode) (schéma fig. 25).

Le courant plaque total est :

$$I_p = I_p^{(+)} - I_s$$

Entre les points A et B de la caractéristique, à une augmentation de la tension plaque correspond une diminution du courant plaque.

Ceci équivaut à dire qu'en AB la résistance intérieure de la lampe est négative. Ce phénomène, utile dans certains circuits, est très gênant dans la construction des amplificateurs. Il peut introduire dans les circuits apériodiques un amortissement nul ou négatif provoquant l'apparition d'oscillations indésirables. On a cherché à construire des lampes ayant le coefficient d'amplification et la résistance interne élevés des tétrodes dont les caractéristiques $I_p E_p$ ne présentent pas la zone ABC. Ce sont les pentodes.

Fig.25.

C. - PENTODES

Pour éliminer le courant secondaire, on introduit entre la plaque et l'écran une nouvelle grille, à mailles très larges, dite suppresseuse ou frein et portée au potentiel de la cathode. Le champ ainsi créé n'arrêtera pas les électrons rapides provenant de la cathode (fig. 26), mais sera suffisant pour arrêter les électrons secondaires beaucoup plus lents provenant de la plaque. On réalise également des lampes dites à faisceaux dirigés. Ici, la cathode, la grille et l'écran concentriques sont entourés de deux plaques portées au potentiel 0 et ne laissant aux électrons que deux passages étroits vers la plaque (fig. 27).

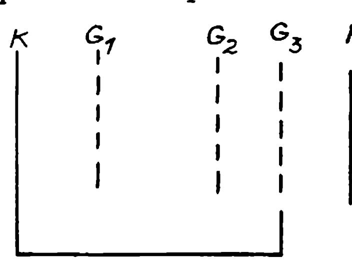


Fig.26.

En A et B, la concentration des électrons est suffisamment importante pour repousser vers la plaque les électrons secondaires.

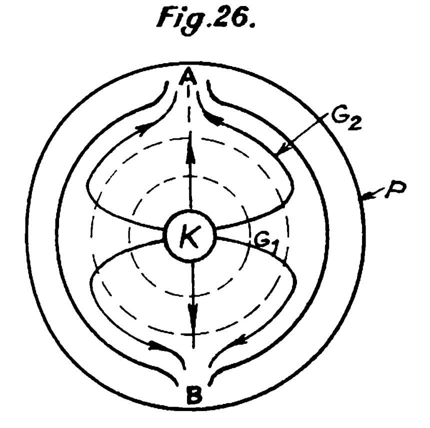


Fig.27.

La figure 28 représente les allures des caractéristiques d'une pentode. Les propriétés essentielles des pentodes sont :

a) Coefficient d'amplification élevé pouvant atteindre plusieurs milliers;

b) Forte résistance intérieure de l'ordre du mégohm dans la partie plate de la caractéristique $I_p E_p$;

c) Courant plaque pratiquement indépendant de la tension plaque.

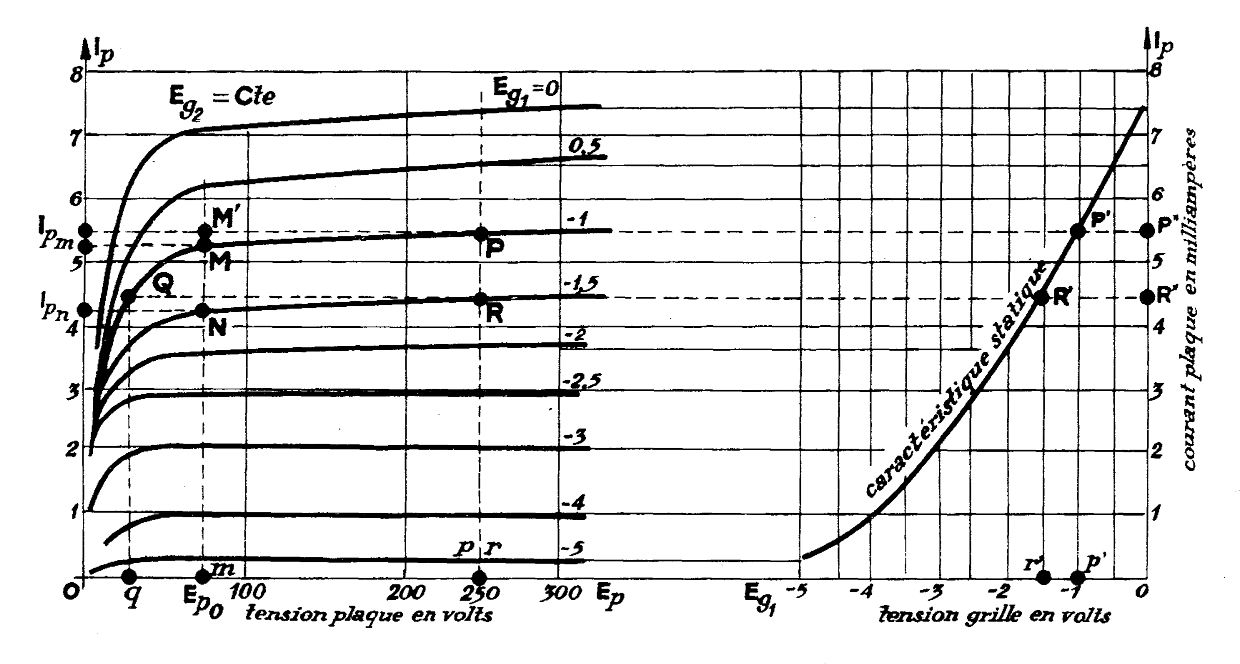


Fig.28.

Toutes ces propriétés se retrouvent naturellement sur les caractéristiques.

$$\frac{P'' R''}{p' r'} = \frac{d I_p}{d E_g} = g_m$$

$$\frac{mp}{M M'} = \frac{e_p}{i_p} = r_p$$

$$\frac{qr}{E_g(-1,5) - E_g(-1)} = \frac{e_p}{e_g} = \mu$$

Equations de fonctionnement

Par la méthode employée pour les triodes de la relation :

$$i_p = f\left(e_{g_1}, e_{g_2}, e_p\right)$$

nous tirerons :

$$i_p = g_{m_1} e_{g_1} + g_{m_2} e_{g_2} + \frac{e_p}{r_p} \quad (30)$$

et :

$$i_p = \frac{\mu_1 e_{g_1} + \mu_2 e_{g_2} + e_p}{r_p} \qquad (31)$$

$$I_p = \frac{\mu_1 E_{g_1} + \mu_2 E_{g_2} + E_p}{r_p} \qquad (32)$$

Montage amplificateur de tension

La résistance de charge étant R_L, nous retrouverons la relation (13) :

$$E_p = E_b - R_L I_p$$

En portant dans (32) :

$$E_p = - R_L \frac{\mu_1 E_{g_1} + \mu_2 E_{g_2} - \frac{r_p}{R_L} E_b}{r_p + R_L} \qquad (33)$$

$$e_p = - R_L \frac{\mu_1 e_{g_1}}{r_p + R_L} \qquad (34)$$

Le gain de l'étage sera donc :

$$G = \frac{e_p}{e_{g_1}} = - \frac{\mu R_L}{r_p + R_L} = - \frac{\mu}{r_p} \cdot \frac{R_L}{1 + \frac{R_L}{r_p}} \qquad (35)$$

comme en général :

$$r_p \gg R_L \qquad 1 \gg \frac{R_L}{r_p}$$

et le gain prend la forme simple :

$$G = - \frac{\mu}{r_p} \cdot R_L = - g_m R_L \qquad (36)$$

Le gain est très approximativement proportionnel à la charge. Dans tout ce qui précède nous avons supposé que la tension écran était constante.

Très souvent les étages amplificateurs sont montés suivant le schéma de la figure 29.

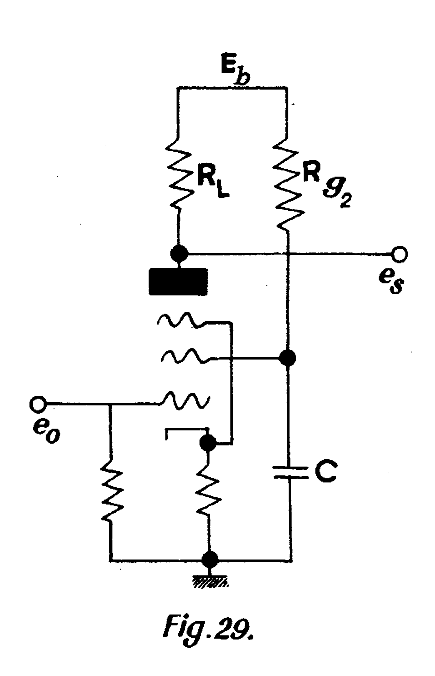


Fig.29.

C est une capacité de valeur convenable pour éliminer ou atténuer les variations de la tension écran. Cette capacité n'est pas toujours utilisée.

La résistance de polarisation de la cathode n'est pas parcourue par le courant plaque uniquement, mais par la somme :

$$I_k = I_p + I_{g_2}$$

Dans les calculs on prend :

$$I_{g_2} = \alpha I_p$$

En général $\frac{1}{3} < \alpha < \frac{2}{3}$ dépend du montage :

$$I_k = (1 + \alpha)\ I_p$$

Le courant plaque prend alors la forme :

$$I_p = \frac{E_b + \mu\ E_{g_1}}{r_p + \alpha\ R_{g_2} + (\mu + 1)\ (\alpha + 1)\ R_k} \qquad (37)$$

μ coefficient d'amplification de la lampe;
R_{g_2} résistance de polarisation de l'écran.

CHAPITRE XI

LAMPES A GAZ A PLUSIEURS ELECTRODES
THYRATRONS

A. - FONCTIONNEMENT DU THYRATRON

Fonctionnement en courant continu

Les thyratrons sont des triodes ou tétrodes à gaz. Nous traiterons le thyratron triode seulement.

Nous avons vu, dans le cas des diodes à gaz, que lorsqu'on établissait une différence de potentiel suffisante entre les deux électrodes la lampe s'illuminait et devenait conductrice. Considérons une diode à gaz, à cathode chaude émissive. En l'absence de tout champ accélérateur et du fait de la présence du gaz, les électrons les plus rapides, issus de la cathode, perdront rapidement leur énergie et très peu d'entre eux atteindront l'anode.

Si maintenant nous appliquons un champ accélérateur croissant, nous constaterons que pour une certaine valeur du potentiel accélérateur la lampe s'éclaire et est traversée par un courant. En E_a (fig. 1 a) le potentiel accélérateur est suffisant pour que l'énergie acquise par les électrons provoque l'ionisation du gaz, par chocs. Dès lors, aux bornes de la lampe, s'établit une différence de potentiel stable et toute augmentation ultérieure de la tension d'alimentation n'entraînera aucune variation de ce potentiel; par contre, le courant de la lampe augmentera avec l'augmentation de la tension

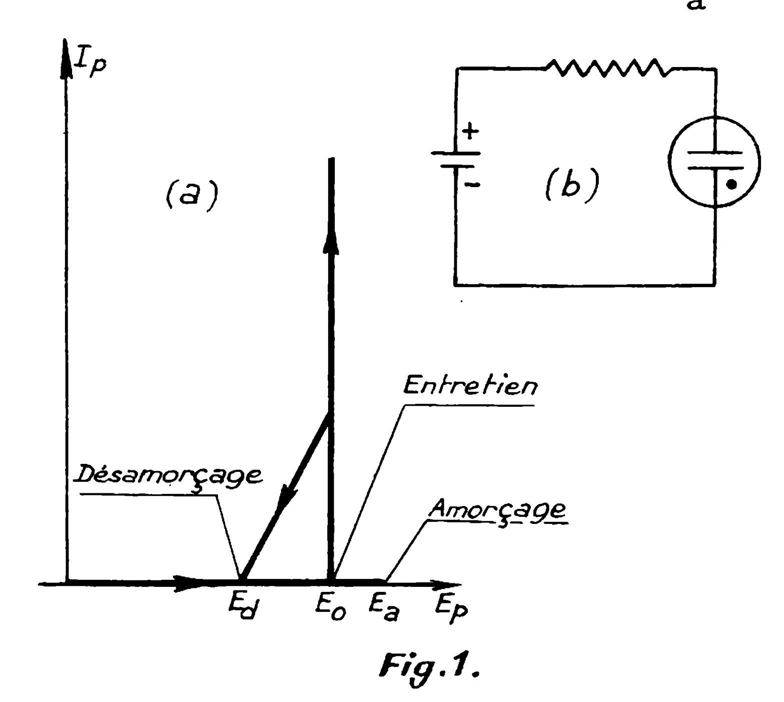


Fig.1.

d'alimentation (fig. 1 a et b). L'introduction d'une grille portée à un potentiel négatif permettra de contrôler la tension d'amorçage de la lampe. Le fonctionnement du thyratron sera alors défini par la caractéristique d'amorçage, c'est-à-dire le lieu des points dans le plan $E_g E_p$ représentant les conditions minima d'amorçage (fig. 2 et 3).

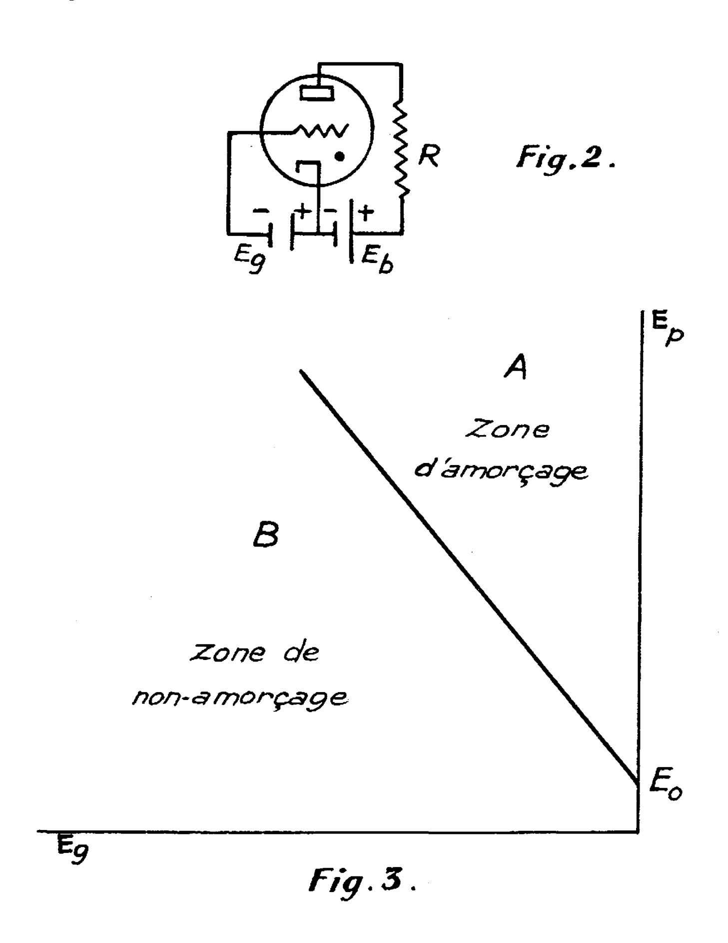


Fig. 3.

Cette caractéristique délimite dans le plan $E_g E_p$ deux zones A et B. Pour tout point M de la zone A, les conditions d'amorçage sont réunies; par contre, l'amorçage ne peut se produire en aucun point de la zone B.

La caractéristique coupe l'axe E_p en un point E_0. E_0 est la tension d'entretien aux bornes de la lampe. Pour toute valeur de la tension plaque inférieure à E_0, l'amorçage est impossible quel que soit le potentiel grille. E_0 correspond à la tension de désarmorçage des diodes à gaz. Dans le cas du thyratron, E_0 est de l'ordre d'une dizaine de volts. On voit là apparaître un des grands avantages des triodes à gaz sur les diodes. Nous avons vu pour ces dernières que $E_a - E_d$ était de l'ordre d'une dizaine de volts. Pour le thyratron, la différence $E_a - E_0$ peut être aussi grande que l'on veut dans les limites d'utilisation de la lampe (voir caractéristique d'amorçage) ; par conséquent, l'amplitude de variations de tension aux bornes du thyratron sera très grande, plusieurs centaines de volts; il s'ensuit que le courant traversant la lampe sera également très grand. Comme dans toute lampe à gaz, cet accroissement important du courant est dû à l'ionisation du gaz par les électrons issus de la cathode. L'ionisation du gaz donne naissance à un certain nombre d'électrons (voir chapitre Décharges dans les gaz) qui se dirigent vers l'anode et à un nombre égal d'ions positifs se dirigeant vers la cathode. Le bombardement de la cathode par ces éléments lourds entraînerait très rapidement sa détérioration si on ne prenait soin de limiter leur nombre; d'où la

nécessité d'introduire dans le circuit des résistances pour limiter le courant plaque. La grille, étant polarisée négativement, attirera également les ions positifs. Ces ions positifs auront pour effet de porter la grille à un potentiel positif annulant son effet de contrôle dès que la lampe est amorcée; il sera dès lors impossible de désamorcer la lampe en agissant sur la polarisation de la grille, même si celle-ci est portée à un potentiel très négatif. On désamorcera la lampe en annulant son potentiel plaque ou en portant le potentiel plaque-cathode à une valeur inférieure au potentiel d'entretien qui est de l'ordre d'une dizaine de volts. Pour cela, il suffira bien entendu d'ajouter à la tension cathode une tension de E_0 volts. Nous verrons une utilisation pratique de cette propriété dans la construction de compteurs à décades à thyratrons.

Fonctionnement d'un thyratron en courant alternatif

Description

Appliquons entre la plaque et la cathode du thyratron une tension alternative sinusoïdale et cherchons la forme du courant plaque. En tout état de cause, le circuit ne sera traversé par un courant que si la plaque est portée à un potentiel positif par rapport à la cathode $E_p > E_0$ volts. Donc le circuit ne sera traversé par un courant que pendant une fraction de l'alternance positive comprise entre les points A et B (fig. 4 a et b). En outre, en un point M de cette alternance positive il ne peut y avoir passage de courant que si à l'instant considéré la grille est portée à un potentiel E_{gm} ou à un potentiel supérieur. Une construction graphique va nous permettre d'obtenir la caractéristique critique de fonctionnement, qui facilite l'étude du thyratron. Rabattons l'axe E_g de 90° dans le prolongement de l'axe E_p; le point E_{gm} vient en E'_{gm}, l'intersection de l'horizontale de E'_{gm} et de la verticale de M détermine un point N dans le plan $E_g t$. Le lieu des points N constitue la caractéristique critique de fonctionnement du thyratron pour la tension sinusoïdale donnée. Le circuit sera parcouru par un courant si le point P représentatif de l'état du thyratron à l'instant considéré est à l'intérieur de la zone limitée par la courbe C ou sur la courbe elle-même. L'amorçage sera impossible pour tout point P' extérieur à C. Par exemple, si la grille est portée au potentiel E_{gm}, l'amorçage ne pourra se produire qu'au point N; par conséquent le courant aura la forme :

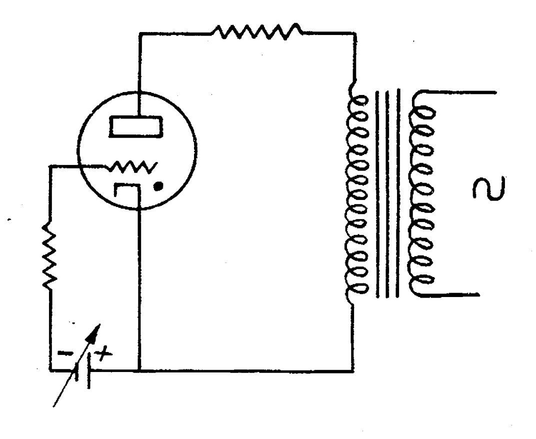


Fig.4a.

Fig.4b.

$$0 < t < t_m \qquad I_p = 0$$

$$t_m \leqslant t < t_b$$

$$I_p = \frac{E_m \sin \omega t - E_0}{R}$$

$E_m \sin \omega t$ étant la tension alternative appliquée entre plaque et cathode, et R étant la résistance totale du circuit plaque comprenant la résistance de l'enroulement du transformateur alimentant la lampe et la résistance de protection r.

On voit que l'on peut régler la valeur du courant moyen en agissant sur la polarisation de la grille, ce qui aura pour effet de jouer sur le temps de circulation du courant dans le circuit. Si la grille est polarisée à l'aide d'une tension continue, on ne pourra régler le temps de passage du courant qu'entre des limites assez étroites, car pour toute polarisation inférieure à E_{gmin} correspondant au minimum de la caractéristique critique l'amorçage devient impossible; par contre, si on applique à la grille soit une impulsion, soit une tension sinusoïdale coupant la caractéristique critique en un point quelconque compris entre 0 et 180°, on pourra provoquer l'amorçage à partir de ce point seulement; la durée du passage du courant pourra donc être réglée à volonté entre 0 et 180° (fig. 5). Par ce procédé on a une plage de régulation double de celle qu'on obtient par l'emploi de la polarisation continue de la grille. On peut d'ailleurs combiner ces deux modes pour obtenir plus de souplesse. Dans les montages pratiques, la grille est souvent portée à un potentiel continu fixe auquel on superpose une tension sinusoïdale dont on fait varier soit la phase, soit l'amplitude, de préférence la phase, par rapport à celle de la tension alimentant la plaque. Il faut noter que si :

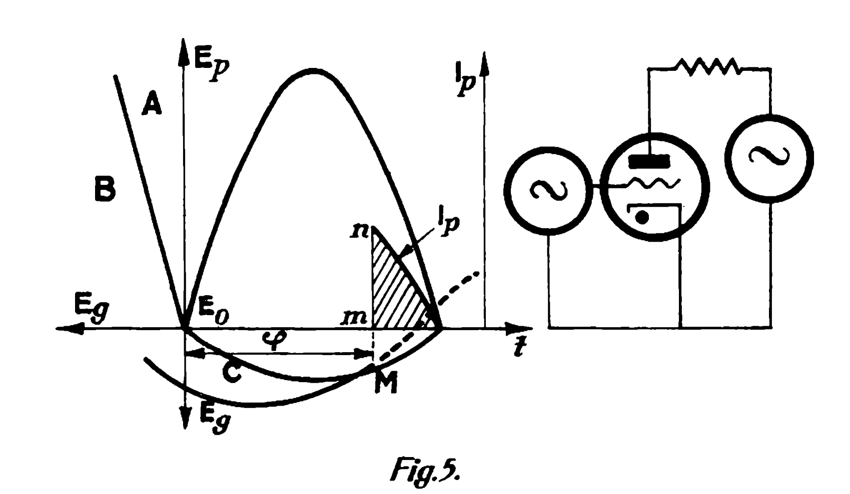


Fig.5.

$$E_g = E_{gm} \sin (\omega t + \varphi)$$

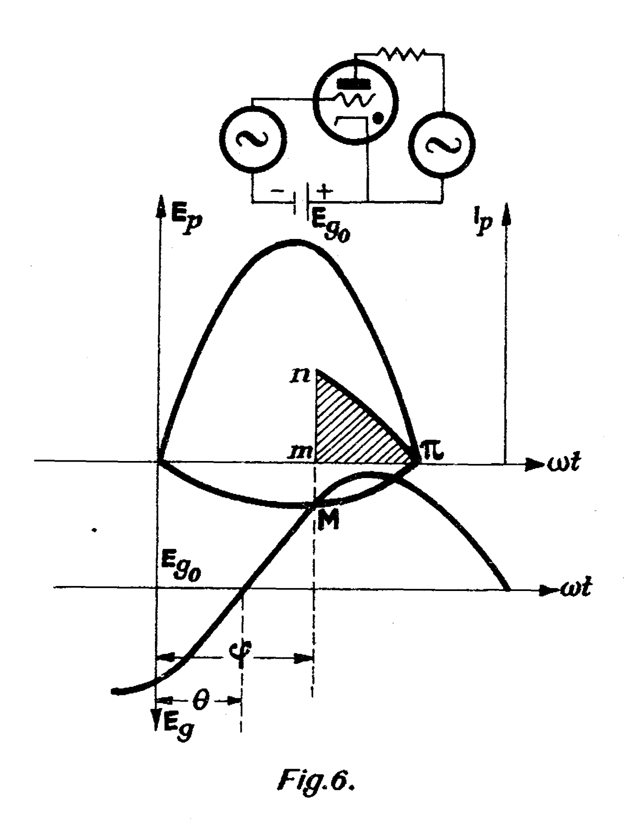


Fig.6.

tout amorçage est impossible si :

$$E_{gm} > |E_{gmin}| \quad \text{et} \quad \varphi = \pi$$

et la lampe sera constamment amorcée si $\varphi = 0$, quelle que soit la valeur de E_{gm} (fig. 6) .

On obtiendra d'ailleurs le même résultat en maintenant fixes la phase et l'amplitude de la tension alternative et en agissant sur la polarisation continue. Ce procédé est très couramment utilisé.

Etude du courant dans un circuit de thyratron alimenté en courant alternatif

Supposons que la valeur algébrique du potentiel grille soit supérieure au potentiel critique à un instant t, $\omega t = \varphi$. Au point M considéré correspondant à l'instant t, le courant passera brusquement de la valeur nulle à une valeur I_p et s'annulera à nouveau lorsque la tension plaque aura la valeur E_0, tension d'entretien aux bornes de la lampe (fig. 5 et 6) . Si R désigne la résistance totale du circuit pendant la période de conduction, le courant sera défini par la relation :

$$I_p = \frac{E_m \sin \omega t - E_0}{R} \qquad (1)$$

Sur les figures 5 et 6, $E_m \sin \omega t$ étant la tension alternative appliquée entre plaque et cathode, le tronçon mn de la courbe du courant est représenté par une verticale; en réalité, cette droite est légèrement inclinée du fait du temps d'ionisation du gaz, mais comme implicitement nous raisonnons sur une tension à 50 Hz fournie par le secteur le temps d'ionisation ne peut apparaître à notre échelle. Entre le point n et le point d'extinction du thyratron, la variation du courant est sinusoïdale. Si on ne modifie rien dans le circuit, au cycle suivant la circulation du courant reprendra dans les mêmes conditions. Dans un tel dispositif, finalement le paramètre le plus intéressant est la valeur moyenne du courant. Cette valeur moyenne

sera l'indication d'un appareil de mesure à cadre suffisamment amorti placé dans le circuit. D'autre part, cette valeur moyenne étant donnée par le premier terme de la décomposition en série de Fourier, nous pouvons écrire :

$$I_{moy} = \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi}^{\pi - \varphi_0} i_p \, d\alpha = \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi}^{\pi - \varphi_0} \frac{E_m \sin\alpha - E_0}{R} \, d\alpha \quad (2)$$

avec $\alpha = \omega t$.

L'angle φ_0 correspondant à la tension E_0 au-delà de laquelle la lampe ne peut être conductrice, l'intégration donnera successivement :

$$I_{moy} = \frac{E_m}{2\pi R} \int_{\varphi}^{\pi - \varphi_0} \left(\sin\alpha - \frac{E_0}{E_m} \right) d\alpha$$

$$I_{moy} = \frac{E_m}{2\pi R} \left[\cos\varphi_0 + \cos\varphi - \frac{E_0}{E_m} \left(\pi - \varphi_0 - \varphi \right) \right] \quad (3)$$

Dans la pratique, $\frac{E_0}{E_m}$ est négligeable; par exemple, si le thyratron est alimenté à 220 volts :

$$\frac{E_0}{E_m} = \frac{15}{220\sqrt{2}} = 0,048$$

Dans ces conditions, il est tout à fait justifié de négliger l'angle φ_0 aussi et la formule donnant le courant devient alors :

$$I_{moy} = \frac{E_m}{2\pi R} (1 + \cos\varphi) \quad (4)$$

Le courant est maximum pour $\varphi = 0$ et a pour valeur :

$$\left(I_{moy} \right)_{max} = \frac{E_m}{\pi R} \quad (5)$$

L'expression (2) montre que la limite inférieure d'intégration ne peut pas dépasser $\pi/2$, dans le cas d'une polarisation continue, tandis qu'en polarisation alternative cette limite peut varier entre 0 et π.

Le thyratron est un dispositif idéal par exemple pour la régulation d'un courant moyen, là où la forme du courant importe peu; exemples : chauffage, freinage par courants de Foucault, entraînement de certains moteurs électriques, soudure, etc. Avec le thyratron, nous devons sortir un peu du domaine des tubes électroniques auxquels nous sommes habitués. En général dans les lampes à vide, les courants se chiffrent par milliampères, tout en n'excluant pas l'existence de tubes à plus fort débit (tubes d'émission) ; il n'en est pas de même pour les thyratrons ou les tubes similaires. Ici, avec des volumes à peine un peu supérieurs à ceux des lampes courantes, on peut avoir des débits se chiffrant par ampères, voir même par dizaines d'ampères. Le mode de régulation du courant par action sur la grille constitue une sorte de rhéostat avec les avantages suivants : consommation négligeable (courant grille très faible, résistance intérieure de la lampe très faible), possibilité d'automatisme très simple, commande instantanée.

Pour toutes ces raisons, le thyratron est susceptible d'un grand nombre d'applications industrielles.

Nous allons maintenant étudier quelques applications du thyratron. Nous envisagerons les circuits suivants : bases de temps, compteurs à décades, relais, freins.

B. - APPLICATIONS

Bases de temps

L'oscillographe à rayons cathodiques comporte deux dispositifs de déviation du faisceau électronique. Ces deux déviations orthogonales permettent la matérialisation sur l'écran d'une fonction $y = f(x)$ en coordonnées cartésiennes. Il suffit pour cela d'appliquer sur l'une des paires de plaques de déviation (horizontale par exemple) une tension proportionnelle à x et suivant l'autre axe une tension proportionnelle à y :

$$E_h = K_1 \cdot x \qquad E_v = K_2 \cdot y$$

Dans beaucoup de cas, y est une fonction périodique du temps :

$$y = f(t) = f(t + T)$$

Il est alors intéressant de munir l'oscillographe d'un dispositif donnant une tension de la forme :

$$E_h = K_1 (t) = K_1 (t + T)$$

Une tension en dents de scie (fig. 7) convient parfaitement. E_h part de 0 ou d'une valeur initiale E_0, croît régulièrement jusqu'à un maximum E_{hM} et revient à sa valeur initiale suivant une loi linéaire :

$$T = t_1 + t_2$$

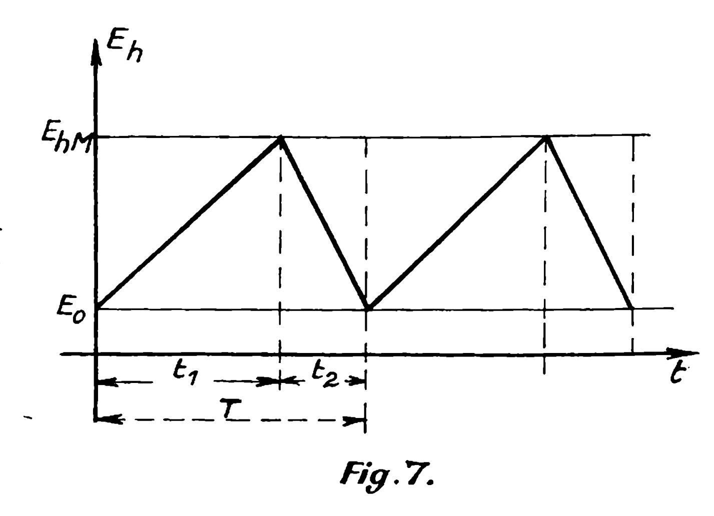


Fig.7.

Pour que l'image obtenue sur l'écran soit nette, il faut que t_2 soit nul ou du moins très petit par rapport à t_1, par exemple :

$$t_2 \leqslant 0,01\ t_1$$

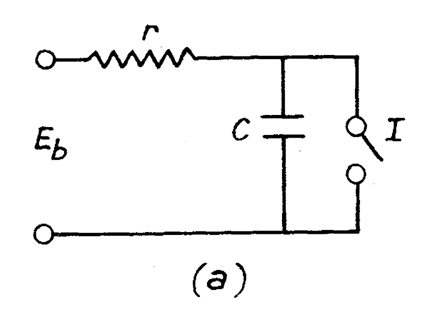
Le phénomène est dans ce cas un phénomène de relaxation. Un générateur fournissant une tension fonction du temps et assurant la déviation suivant l'axe des temps d'un oscillographe porte le nom de base de temps. Une base de temps peut être linéaire, sinusoïdale, etc.

Oscillateurs à relaxation

On dit qu'il y a phénomène de relaxation lorsqu'une grandeur physique partant d'un niveau N_0 atteint un niveau N_1 avec une vitesse finie et revient à sa valeur initiale avec une vitesse beaucoup plus grande.

Considérons un condensateur C que l'on charge à travers une résistance r à l'aide d'une source de f.e.m. E_b (fig. 8 a). La tension aux bornes du condensateur augmente suivant la loi exponentielle :

$$e_c = E_b \left(1 - e^{-\frac{t}{RC}} \right) \qquad (6)$$



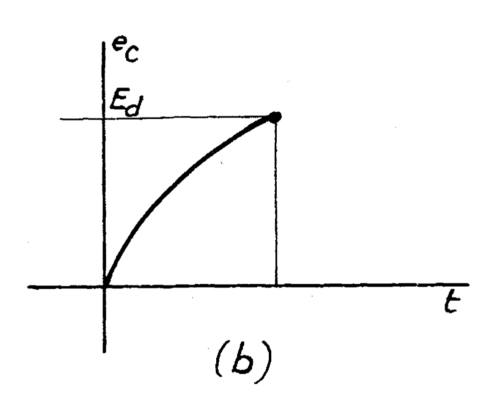


Fig. 8.

Lorsque cette tension atteint la valeur E_d, si nous fermons l'interrupteur I, la charge du condensateur se dissipera très rapidement dans le court-circuit. A l'ouverture de l'interrupteur, la charge du condensateur reprendra suivant la loi exponentielle. Une nouvelle fermeture pour $e_c = E_d$ amènera la tension aux bornes du condensateur à la valeur 0 et ainsi de suite. Nous sommes en présence d'un phénomène de relaxation. Nous avons vu dans les chapitres précédents le fonctionnement des lampes à gaz. Si nous remplaçons l'interrupteur I par une diode à gaz, il y aura un phénomène de relaxation aux bornes de la lampe. En effet, nous savons que la lampe s'amorce lorsque la tension à ses bornes atteint une valeur bien définie E_a; la résistance interne de la lampe passera brusquement de l'infini à une valeur finie r_i; le condensateur se déchargera dans cette résistance d'autant plus rapidement que celle-ci sera petite, suivant la loi :

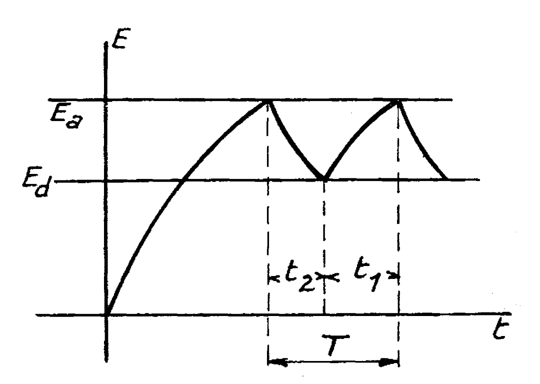
$$e_c = E_a \, e^{-\frac{t}{r_i C}} \tag{7}$$

Lorsque e_c arrivera à E_d, tension de désamorçage de la lampe, la résistance interne de celle-ci redeviendra brusquement infinie et le phénomène de charge du condensateur reprendra. L'amplitude de variation de la tension aux bornes de la lampe est :

$$E = E_a - E_d$$

Pour les diodes à gaz courantes, elle est de l'ordre d'une dizaine de volts. La période du phénomène est (fig. 9) :

$$T = t_1 + t_2$$



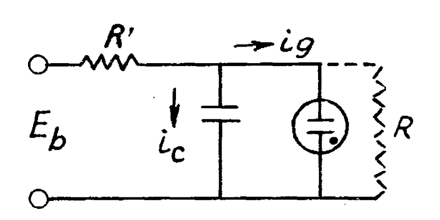


Fig. 9.

t_1 temps de charge ;

t_2 temps de décharge.

Pour que le phénomène soit possible il faut que :

$$E > E_a$$

En réalité, cette relation n'est pas suffisante; en effet, il faut encore tenir compte de la chute de tension dans la résistance R'; il faut donc avoir :

$$E_b - R'.i > E_a$$

e_c étant la tension aux bornes du condensateur, le courant qui y circule sera :

$$i_c = C \frac{d\,e_c}{dt} \qquad (8)$$

Nous pouvons, en appliquant la loi de Kirchhoff à la maille, écrire :

$$E_b = R'C \frac{d\,e_c}{dt} + e_c \qquad (9)$$

L'intégration de cette équation donne :

$$e_c = E_b - K\,e^{-\frac{t}{R'C}} \qquad (10)$$

K étant la constante d'intégration que nous déterminerons d'après les conditions initiales. Prenons pour t = 0, $E_{c_0} = E_d$:

$$E_{c_0} = E_b - K$$

d'où :

$$K = E_b - E_d$$

et :

$$e_c = E_b - \left(E_b - E_d \right) e^{-\frac{t}{R'C}} \qquad (11)$$

On tirera de cette relation la valeur du temps t_1 en tenant compte de la relation pour $t = t_1$, $e_c = E_a$:

$$t_1 = R'CL \frac{E_b - E_d}{E_b - E_a} \tag{12}$$

Le temps t_2 sera défini à partir de la relation donnant la décharge du condensateur entre les deux limites de tensions E_a et E_d :

$$E_d = E_a \, e^{-\frac{t_2}{RC}} \tag{13}$$

On en tirera sans difficulté :

$$t_2 = RCL \frac{E_a}{E_d} \tag{14}$$

La période complète de l'oscillation est donc en définitive :

$$T = t_1 + t_2 = C \left[R'L \frac{E_b - E_d}{E_b - E_a} + RL \frac{E_a}{E_d} \right] \tag{15}$$

Cette expression est d'autant plus juste que la décharge est rapide. En effet, dans le cas d'une décharge lente (résistance R élevée), simultanément à la décharge, le condensateur est soumis à la charge, ce qui a pour effet de prolonger encore le temps de décharge. En réalité, dans la pratique, on peut négliger cet effet secondaire, d'autant plus que cherchant à avoir des décharges aussi rapides que possible on diminuera le plus possible la résistance R.

Base de temps à thyratron

L'utilisation du circuit de relaxation précédent avec une lampe à décharge en tant que base de temps linéaire présente de sérieux inconvénients dont le plus important est la faible amplitude, une dizaine de volts, entre les deux limites E_a et E_d, insuffisante pour assurer le balayage complet de l'écran qui nécessite une centaine de volts au minimum; la caractéristique d'amorçage du thyratron nous montre que par un choix judicieux de la polarisation grille, nous

pouvons donner à la tension d'amorçage la valeur voulue; nous pouvons par conséquent nous servir d'un thyratron pour attaquer la plaque horizontale d'un oscillographe, pour en assurer le balayage en fonction du temps, sans nécessité d'introduire un amplificateur; la tension de désamorçage du thyratron E_0 étant très faible, de l'ordre d'une dizaine de volts, l'amplitude de variation sera pratiquement définie par la tension d'amorçage.

Un autre avantage de l'emploi du thyratron dans la construction d'une base de temps découle de la faible valeur de E_0. En effet, E_0 étant faible, la résistance intérieure de la lampe est faible aussi; par conséquent la décharge du condensateur sera très rapide, réduisant le temps t_2 de retour du spot de l'oscillographe à sa position initiale. Enfin, un troisième avantage et non des moindres est la possibilité d'agir sur la grille afin de réaliser soit la synchronisation, soit le déclenchement dont nous parlerons plus loin.

Equations de fonctionnement

Si e_c désigne la tension aux bornes du condensateur et E_b la tension de la source d'alimentation, e_c sera défini par l'équation :

$$e_c = E_b\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) \qquad (6)$$

Mais du fait de la présence du thyratron la charge du condensateur ne se fait pas entre les limites 0 et E_a, E_a désignant la tension d'amorçage du thyratron, mais entre les limites E_a et E_0; le condensateur se charge donc sous la tension :

$$E_b - E_0$$

et l'équation (6) devient :

$$e_c - E_0 = \left(E_b - E_0\right)\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right) \qquad (16)$$

Nous avons vu qu'en choisissant judicieusement la tension de polarisation de la grille nous pouvions régler à volonté l'amplitude, c'est-à-dire provoquer à volonté l'amorçage. Il est alors facile de

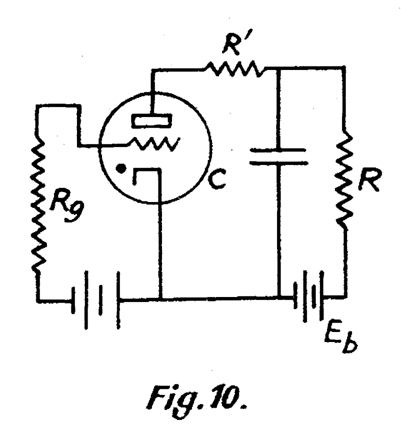


Fig.10.

déterminer la durée du temps de charge en faisant :

$$e_c = E_a$$

$$E_a - E_0 = \left(E_b - E_0\right)\left(1 - e^{-\frac{T}{RC}}\right)$$

$$e^{-\frac{T}{RC}} = L\,\frac{E_b - E_a}{E_b - E_0}$$

puis finalement :

$$T = RCL\,\frac{E_b - E_0}{E_b - E_a} \qquad (17)$$

R étant exprimé en ohms, les tensions en volts et la capacité en farads, la période sera exprimée en secondes (fig. 10).

Linéarité du système

Un tel système ne peut évidemment pas fournir une tension linéaire en fonction du temps, du fait de la présence du condensateur qui se charge suivant une loi exponentielle; nous allons chiffrer l'écart à la linéarité.

Nous avons trouvé la relation (16) :

$$e_c - E_0 = \left(E_b - E_0\right)\left(1 - e^{-\frac{t}{RC}}\right)$$

Développons en série le terme $e^{-\frac{t}{RC}}$:

$$e_c - E_0 = \left(E_b - E_0\right)\left[1 - \left(1 - \frac{t}{RC} + \frac{t^2}{2!\,R^2\,C^2} - \frac{1}{3!}\,\frac{t^3}{R^3\,C^3} + \cdots\right)\right] \qquad (18)$$

puis :

$$e_c - E_0 = \left(E_b - E_0\right)\left(\frac{t}{RC}\right)\left(1 - \frac{t}{2\,RC} + \frac{t^2}{3!\,(RC)^2} + \cdots\right) \qquad (19)$$

T étant la période de charge, cette relation s'écrira :

$$E_a - E_0 = \left(E_b - E_0\right) \frac{T}{RC} \left(1 - \frac{T}{2\ RC} + \frac{T^2}{3\,!\ (RC)^2} + \cdots\right) \qquad (20)$$

Si $\frac{T}{RC}$ est petit par rapport à l'unité, $\frac{T^2}{3\,!\ (RC)^2}$ est négligeable par rapport au terme du premier degré. On aura :

$$E_a - E_0 = \left(E_b - E_0\right) \frac{T}{RC} \left(1 - \frac{T}{2\ RC}\right) \qquad (21)$$

Si au lieu de (21) nous prenons :

$$e_c = \frac{E_b - E_0}{RC}\, t + E_0 \qquad (22)$$

e_c est une fonction linéaire du temps. L'écart en pour-cent entre la droite représentant (22) et la courbe représentant (21) est au maximum :

$$\left(1 - \frac{T}{2\ RC}\right) 100$$

Cet écart peut être rendu d'autant plus faible que $\frac{T}{RC}$ est petit par rapport à 1. Nous verrons par quel procédé on peut se libérer de cette sujétion.

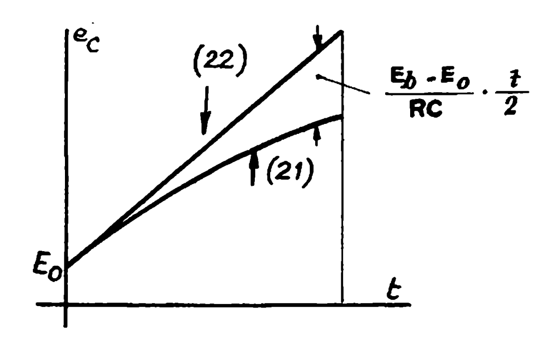


Fig.11.

D'après la relation (17) :

$$T = RCL\ \frac{E_b - E_0}{E_b - E_a}$$

on peut régler la période en agissant sur quatre paramètres différents, R, C, E_b, E_a. Dans la pratique, E_b, tension de la source d'alimentation, est constante et on évitera de la modifier. Il n'est pas non plus très recommandé d'agir sur E_a car si la variation de E_a entraîne une variation de la période elle entraîne simultanément une variation de l'amplitude du balayage; cependant certains oscillographes sont munis de bases de temps dans lesquelles la variation de la fréquence

de battement est obtenue par variation de E_a. Les meilleurs paramètres pour obtenir la variation de T sont sans aucun doute R et C. En général, on agira sur la valeur de C par commutations de condensateurs donnant lieu à des variations de la fréquence, par paliers, la variation continue de fréquence entre deux limites étant réalisée à l'aide de la variation de la résistance R. Dans le calcul d'un tel dispositif, on s'arrangera pour avoir un recouvrement des gammes de fréquences.

Synchronisation des bases de temps

Dans l'étude des phénomènes périodiques à l'oscillographe, on a intérêt à avoir sur l'écran une image fixe; ceci ne peut avoir lieu que si la fréquence de balayage est la même que celle du phénomène étudié ou si la fréquence du phénomène est un multiple entier de celle du balayage. On dira alors qu'il y a synchronisme. Supposons, comme c'est en général le cas, que le balayage se fasse de gauche à droite. Désignons par T_p la période du phénomène étudié et par T_b la période de balayage; si $T_b = n \cdot T_p$, il y aura synchronisme parfait et on aura une image stable sur l'écran; par contre si :

$$T_b = n \cdot T_p \pm t$$

on aura un glissement de l'image vers la droite ou vers la gauche suivant que t est affecté du signe plus ou moins. On peut chercher à réaliser le synchronisme par réglage de T_b en agissant sur la valeur de R, mais l'opération ne conduit pas toujours à un résultat satisfaisant. Par contre, on peut obtenir un synchronisme parfait en utilisant la grille du thyratron. La figure 12 donne le processus de la synchronisation. Considérons la caractéristique d'amorçage C_1 du thyratron, et soit C_2 la tension appliquée aux bornes de la lampe; il lui correspond la caractéristique critique C_3; si E_{g_0} est la tension de polarisation de la grille, l'amorçage se produira au point M correspondant à la tension E_a. Supposons que le phénomène à étudier soit sinusoïdal, pour simplifier le raisonnement; prélevons une fraction de la tension et par l'intermédiaire d'un transformateur, par exemple, appliquons-la à la grille. Cette tension sinusoïdale qui aura pour axe l'horizontale de E_{g_0} coupera la caractéristique critique au point n provoquant l'amorçage au point N au lieu qu'il se produise au point M. Au cycle suivant, le même phénomène se produira; on aura ainsi un synchronisme parfait entre le balayage et le phénomène étudié.

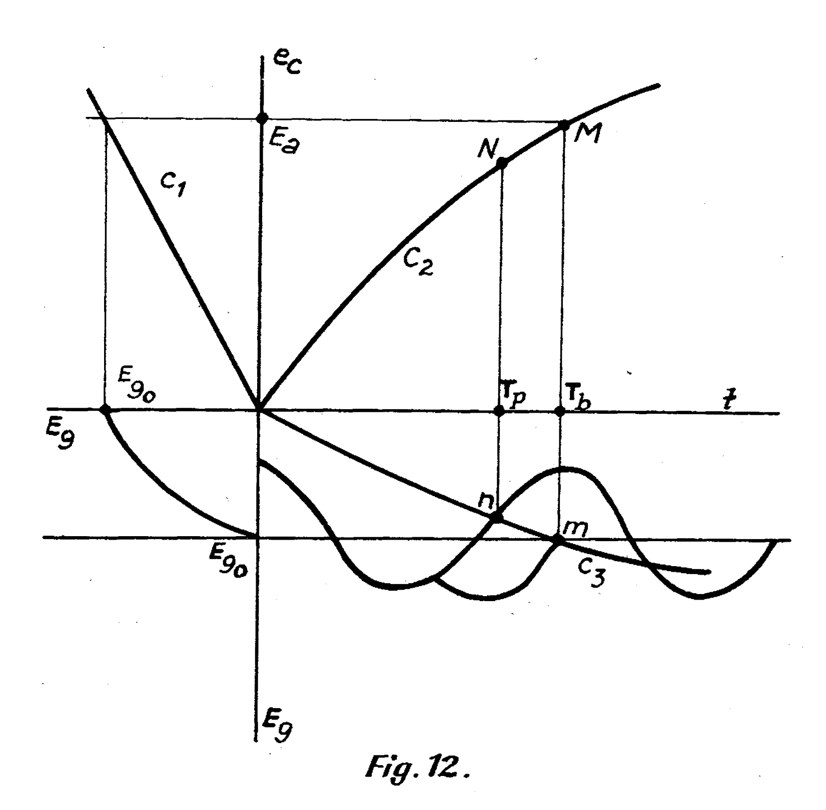


Fig. 12.

Le raisonnement fait avec une tension sinusoïdale s'applique naturellement à tout phénomène périodique. La synchronisation sera parfaite si le point d'intersection de la caractéristique et de la sinusoïde se produit pour une même élongation de cette dernière. On arrivera à ce résultat en agissant soit sur la valeur de E_{g_0}, soit sur celle de la tension de synchronisation, prélevée sur le phénomène à étudier. La synchronisation conduira à une image stable uniquement dans le cas où le phénomène à étudier est rigoureusement périodique. Dans le cas de l'étude d'un diagramme pression-temps d'un moteur par exemple, les irrégularités cycliques introduisent des écarts à la périodicité qui rendent la synchronisation assez inefficace. Pour avoir alors une image réellement stable, il est nécessaire d'avoir recours au déclenchement.

Déclenchement d'une base de temps

Si on s'arrange de façon que la base de temps ne puisse fonctionner que lorsqu'un phénomène extérieur provoque l'amorçage du thyratron, on dira que la base de temps fonctionne en déclenché. Il suffit pour cela de polariser la grille suffisamment négativement pour que l'amorçage ne puisse pas se produire même lorsque la tension aux bornes de la capacité atteindra la tension de la source d'alimentation. Une impulsion appliquée sur la grille provoquera l'amorçage et la charge de la capacité reprendra dès que la décharge sera terminée.

Une nouvelle décharge ne pourra se produire que sous l'effet d'une nouvelle impulsion (fig. 13).

Le déclenchement peut être provoqué par une fraction de tension prélevée sur le phénomène étudié, ou par une impulsion liée au phénomène à étudier.

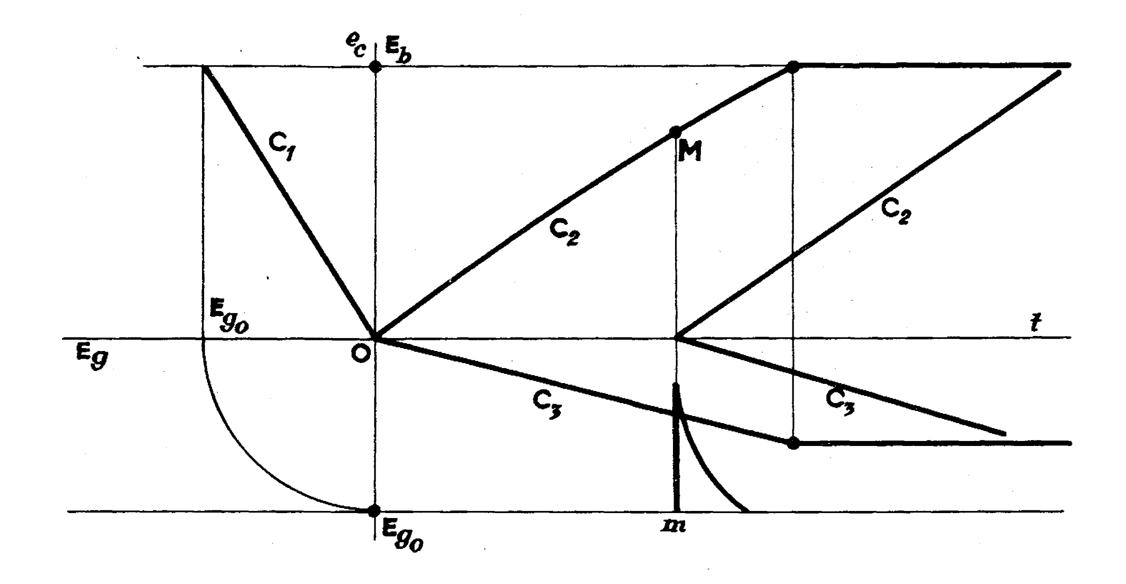


Fig.13.

Pour que le déclenchement puisse se faire correctement, il est nécessaire que la période de balayage soit supérieure ou tout au plus égale à la période du phénomène étudié. Si la période de balayage est très supérieure à celle du phénomène, on a là un moyen d'étaler à volonté telle ou telle autre partie de celui-ci en plaçant convenablement le signal de déclenchement.

Linéarisation des bases de temps à capacité

Nous avons vu que dans une base de temps à charge de capacité il y avait par rapport à l'amplitude totale un écart de linéarité de :

$$\left(1 - \frac{T}{RC}\right) . \ 100 \ \%$$

Ce défaut est inhérent au système puisque la charge du condensateur à travers une résistance ne peut se faire que suivant une loi exponentielle. Aux bornes d'un condensateur nous avons les relations suivantes :

$$Q = i.t = C.e_c$$

d'où :

$$e_c = \frac{i}{C} \cdot t$$

Dès lors, si par un procédé quelconque nous pouvons assurer à i une valeur constante, nous aurons pour e_c une variation linéaire en fonction du temps. A cet effet, on peut utiliser n'importe quel dispositif à courant constant et plus particulièrement une pentode. Nous avons vu que dans une pentode le courant plaque est indépendant de la tension plaque et qu'il peut être réglé en agissant sur la polarisation de l'écran. La figure 14 donne les schémas de deux bases de temps linéaires.

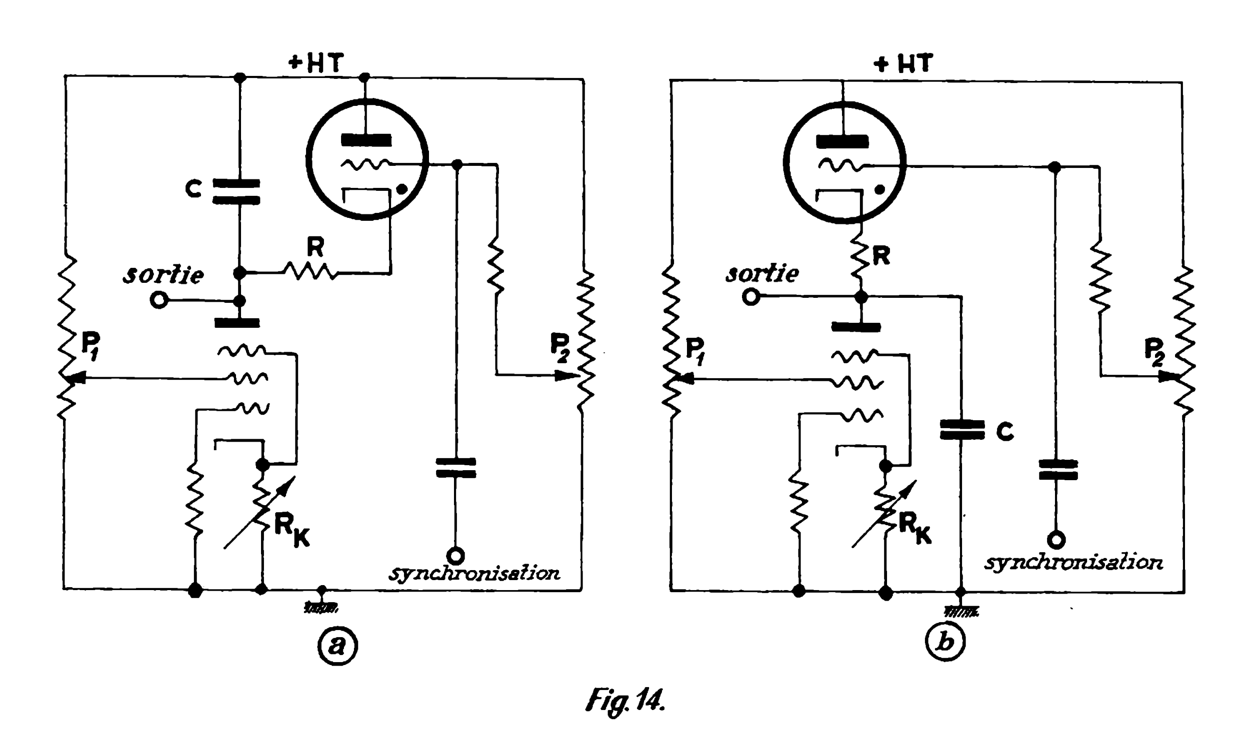


Fig. 14.

Le fonctionnement de ces deux circuits est facile à comprendre.

Circuit (a). - Le condensateur se charge à l'aide du courant plaque de la pentode. Lorsque la tension à ses bornes atteint la valeur d'amorçage du thyratron il se décharge d'autant plus rapidement que la résistance de protection du thyratron R est plus faible, et une nouvelle période de charge commence. Le potentiomètre P_1 règle le débit de la pentode c'est-à-dire la durée de la période de charge. Le potentiomètre P_2 qui règle la polarisation de la grille du thyratron permet de régler le point d'amorçage de celui-ci, c'est-à-dire l'amplitude du phénomène. On peut réaliser la synchronisation par la grille du thyratron. La variation de R_K (quelques centaines d'ohms) permet également de régler le débit de la lampe.

Circuit (b) . - Ici la charge du condensateur est très rapide et se fait à travers le thyratron. Lorsque la tension aux bornes du condensateur monte suffisamment le thyratron se désamorce et le condensateur se décharge à courant constant à travers la pentode.

Dans les deux cas on réalisera plusieurs gammes de fréquences par commutation de condensateurs. La base de temps sera linéaire si seule la partie plate de la caractéristique $I_p E_p$ de la pentode est utilisée.

Il est à noter que dans les deux cas la dent de scie est à pente négative. Avec les bases de temps de ce type on peut avoir une très bonne linéarité, l'écart à la linéarité étant inférieur à 1 %. Toute distorsion de la linéarité sera due à une non-linéarité des caractéristiques de la pentode.

Quelque soit le montage utilisé, dès qu'on emploie une lampe à gaz, la fréquence de la base de temps ne peut monter très haut. On dépasse en général rarement 10 000 Hz. Cette limitation provient des temps d'ionisation et de désionisation du gaz.

Lorsqu'on veut construire des bases de temps beaucoup plus rapides on a recours à des montages utilisant des lampes à vide (intégrateurs de Miller, phantastrons, sanatrons, etc.).

Bascule à thyratrons

Considérons le schéma de la figure 15 a.

Laissons ouvert l'interrupteur I; L_1 est alimenté, L_2 ne l'est pas. La lampe L_1 s'amorcera et sera parcourue par un courant :

$$I_{p_1} = \frac{E_b - E_0}{R_{L_1} + R_K}$$

Les deux cathodes reliées au même point seront alors portées au potentiel $R_K I_{p_1}$. On peut régler la valeur de I_p en agissant sur les facteurs R_K, R_L ou E_b, de telle façon que :

$$R_K I_p > \left| E_{g_0} \right|$$

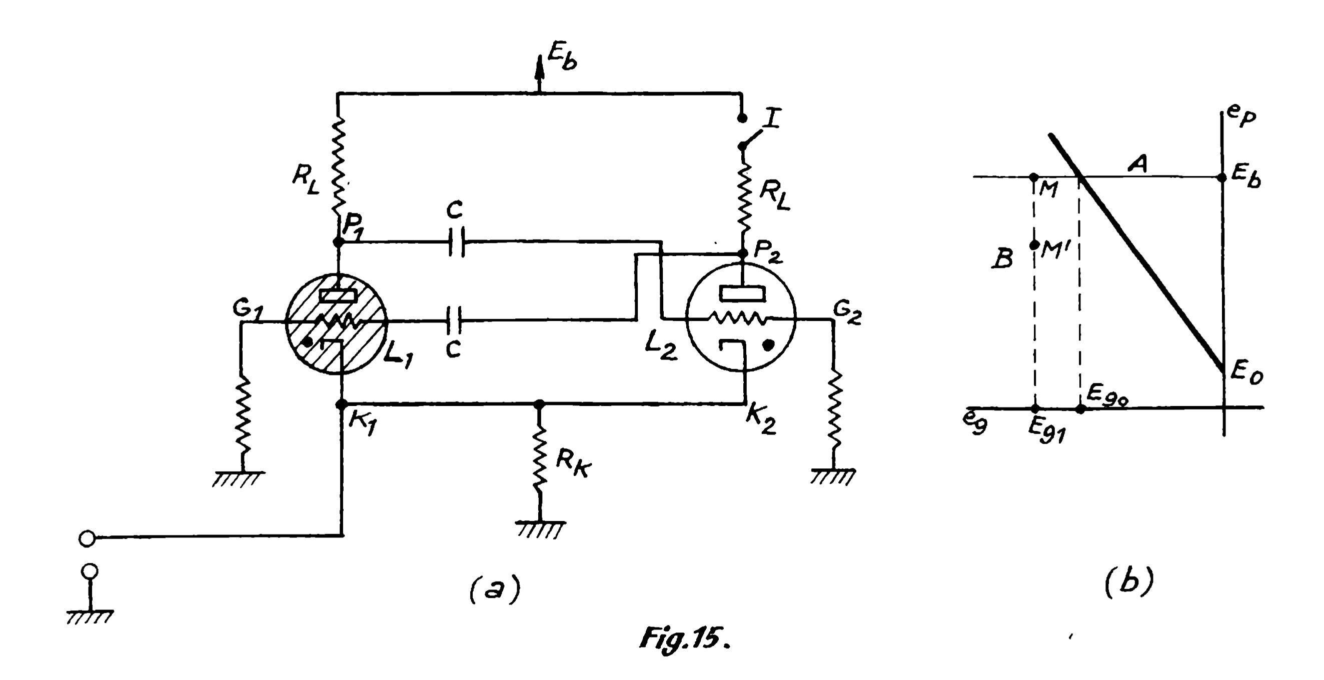


Fig.15.

par exemple :

$$R_K \, I_p = \left| E_{g_1} \right| \qquad \text{(fig. 15 b)}$$

Si l'on ferme alors l'interrupteur I le thyratron L_2, tout en étant alimenté, ne peut s'amorcer car son point de fonctionnement se trouve en M, dans la zone B où l'amorçage est impossible (fig. 15 b).

L_1 étant amorcé, il existe entre sa plaque et sa cathode la tension d'entretien E_0.

Appliquons une impulsion positive de quelques volts au point commun des deux cathodes. Cette impulsion aura pour effet de rapprocher les cathodes des plaques. Pour L_2, l'action de l'impulsion est équivalente à un abaissement de E_b; son point de fonctionnement viendra en M' où les conditions sont encore moins favorables à l'amorçage. Par contre, le thyratron L_1 sera immédiatement désamorcé. Le potentiel en P_1 remontera instantanément de :

$$E_b - R_L \, I_p \qquad \text{à} \qquad E_b$$

transmettant ainsi sur la grille de L_2 à travers le condensateur C_1 une impulsion positive d'amplitude $R_L \, I_p$:

Si :

$$R_L I_p > |E_{g_1}| - |E_{g_0}|$$

L_2 s'amorcera. L'amorçage de L_2 transmet sur la grille L_1 une impulsion négative d'amplitude :

$$R_{L_2} I_{p_2}$$

qui n'aura aucun effet sur L_1. Une nouvelle impulsion positive sur les cathodes entraînera la succession des mêmes phénomènes mais en sens inverse.

Pratiquement, les circuits des deux lampes sont identiques, c'est-à-dire :

$$R_{L_1} = R_{L_2} = R_L \qquad C_1 = C_2 = C$$

par conséquent :

$$I_{p_1} = I_{p_2} = I_p$$

Compteurs à décades à thyratrons

Au lieu de deux lampes, on peut mettre en circuit n lampes. Toutes les cathodes sont réunies en un même point et polarisées à travers la même résistance R_K. La plaque de la lampe d'ordre p est reliée à la grille de la lampe p + 1 à travers une capacité C.

Si l'ensemble est réglé correctement en un instant quelconque, une seule lampe de la chaîne sera allumée; l'impulsion appliquée aura pour effet de désamorcer cette lampe qui à son tour amorcera la lampe suivante; on réalise par ce procédé des compteurs d'impulsions. La chaîne comprend 10 lampes numérotées de 0 à 9. A l'origine de comptage, seule la lampe 0 est allumée. En un instant quelconque, la lampe allumée donnera le nombre d'impulsions reçues. Avec une seule décade, on ne pourra naturellement compter que jusqu'à dix.

Réalisation pratique de compteurs à décades

Le compteur comprendra plusieurs décades comptant respectivement les unités des dizaines, etc.

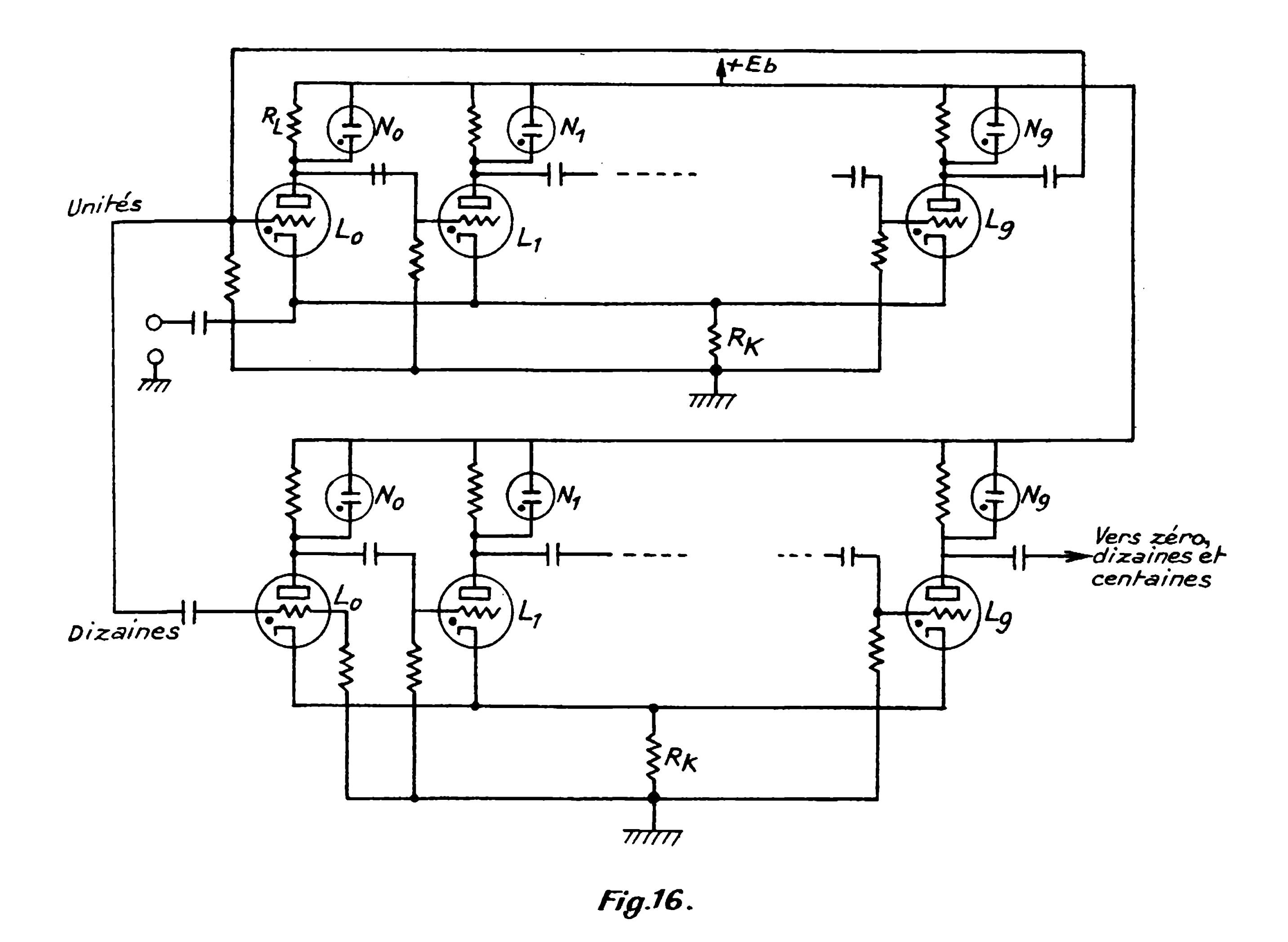


Fig.16.

La lampe n° 9 des unités d'un ordre aura sa plaque reliée en même temps à la grille de la lampe 0 des unités du même ordre et à celle de la lampe 0 des unités de l'ordre supérieur. L'allumage d'une lampe sera visualisé par une lampe au néon de très faible consommation branchée en parallèle sur la résistance plaque de chaque thyratron. Si V_a est la tension d'amorçage de la diode et si :

$$R_L I_p \geqslant V_a$$

lorsqu'un thyratron sera amorcé, la lampe au néon correspondante sera également allumée, rendant le phénomène visible. Toutes les lampes au néon seront groupées sur un tableau et numérotées, permettant la lecture instantanée du nombre des impulsions reçues.

Remise à zéro

Avant chaque comptage, la remise à 0 de l'appareil s'impose pour éviter des opérations de soustraction. Supposons qu'au moment de l'arrêt du comptage précédent la lampe p d'une décade reste allumée. Appliquons sur la grille de L_0 une tension positive; L_0

s'amorcera et de ce fait la résistance R_K sera parcourue par un courant 2 I_p entraînant une augmentation de tension E_K et le désamorçage de toute lampe allumée, sauf L_0. Un dispositif analogue sera placé sur chaque décade; bien entendu un seul bouton commandera la remise à 0 simultanée de toutes les décades (fig. 17).

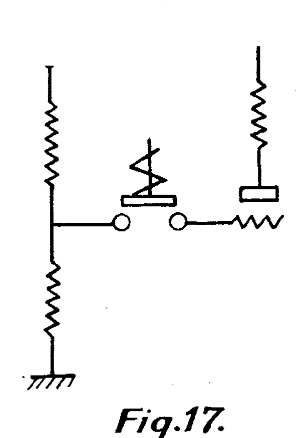


Fig.17.

Etage de mise en forme

Le signal brut qu'on se propose de compter peut présenter plusieurs maxima (fig. 18), provoquant un comptage erroné. Pour éviter cet inconvénient, on dispose d'un étage de mise en forme (fig. 19). Son fonctionnement ne diffère en rien de celui d'une base de temps déclenchée.

Le thyratron est shunté par la capacité C qui se charge à travers la résistance R_L. La cathode, par l'intermédiaire du diviseur de tension R R_K, est portée à une tension telle que la lampe ne peut s'amorcer même si le condensateur est complètement chargé, c'est-à-dire :

$$E_c = E_b$$

(Point de fonctionnement dans la zone B, fig. 3.)

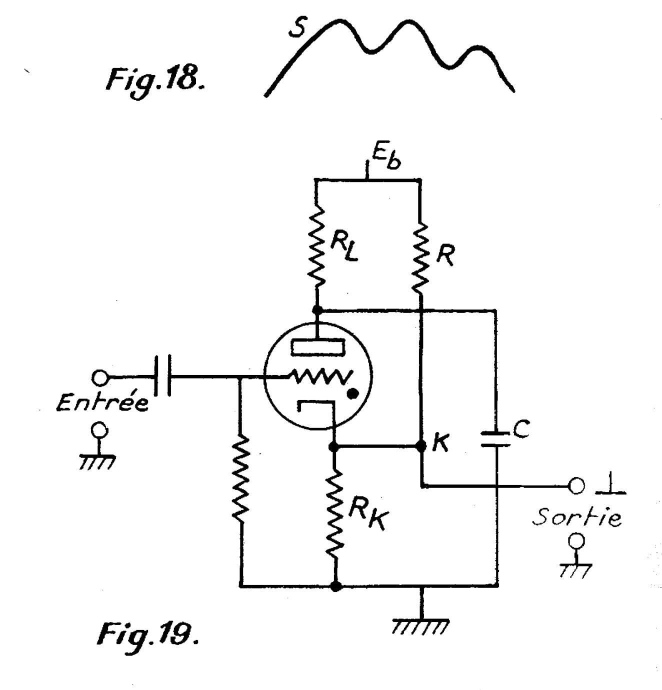


Fig.18.

Fig.19.

Le thyratron sera débloqué par le signal positif S appliqué à sa grille; le condensateur se déchargera alors à travers la lampe et la résistance R_K, donnant naissance en K à une impulsion positive, d'autant plus brève que la constante de temps C R_K est petite.

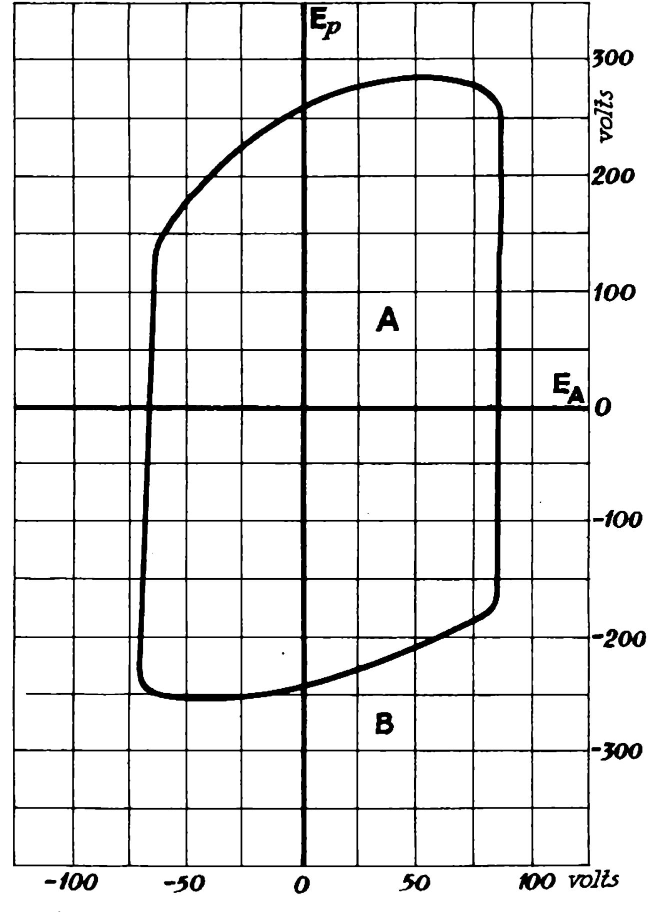
Un compteur à thyratrons comptant jusqu'à 10^n comportera 10.n lampes. On recueille sur la dernière lampe d'une décade une impulsion pour dix impulsions d'entrée. Le pouvoir séparateur, c'est-à-dire le temps minimum qui doit s'écouler entre deux impulsions

d'entrée pour que celles-ci soient correctement enregistrées, dépend en général de la constante de temps de l'étage de mise en forme (circuits de charge du condensateur $R_L C$). Dans la pratique, afin de diminuer le prix de revient, le compteur aura deux ou trois étages électroniques avec un totaliseur électromagnétique en fin de chaîne; en effet, pour des impulsions espacées de plus d'un cinquième de seconde, on peut employer dans un circuit les totaliseurs mécaniques. Le nombre de décades électroniques sera naturellement déterminé par le pouvoir séparateur.

Les décades à thyratrons ne peuvent convenir que pour des comptages relativement lents de l'ordre de quelques milliers par seconde. Pour des fréquences plus élevées, on aura recours aux bascules avec lampes à vide.

La construction des compteurs à thyratrons à cathode chaude est aujourd'hui abandonnée, comme trop lourde, coûteuse et ayant une consommation élevée pour les circuits de chauffage. Par contre, à l'aide de thyratrons à cathode froide on construit des compteurs à très faible consommation. En effet, dans une décade à un instant donné une seule lampe débite, ce débit étant faible (quelques milliampères).

Les thyratrons à cathode froide diffèrent des thyratrons à cathode chaude non seulement par le mode d'émission mais encore par la commande. Ici la grille est remplacée par une anode auxiliaire ou d'amorçage à commande positive. La figure 20 donne la caractéristique d'amorçage du thyratron RL 1 267 de la Radiotechnique. Ces thyratrons sont beaucoup utilisés aussi associés à des relais électromagnétiques.



E_p tension plaque

E_A tension anode auxiliaire

A pas d'amorçage

B amorçage

Fig.20.

Autres applications du thyratron

Il existe de très nombreuses applications du thyratron. Ces lampes sont d'excellents relais marchant en tout ou rien. Il serait illusoire de vouloir citer toutes les applications, en tant que relais, lorsqu'on sait que ces relais possèdent les propriétés essentielles suivantes :

- Commande par courant continu;
- Commande par courant alternatif;
- Circuit secondaire alimenté soit en continu, soit en alternatif;
- Réponse pratiquement instantanée;
- Faible énergie nécessaire à la commande pour des énergies secondaires élevées.

Enfin, en alimentant un thyratron en courant alternatif, on peut réaliser des circuits de régulation de très bonne qualité par action sur la valeur du courant moyen.

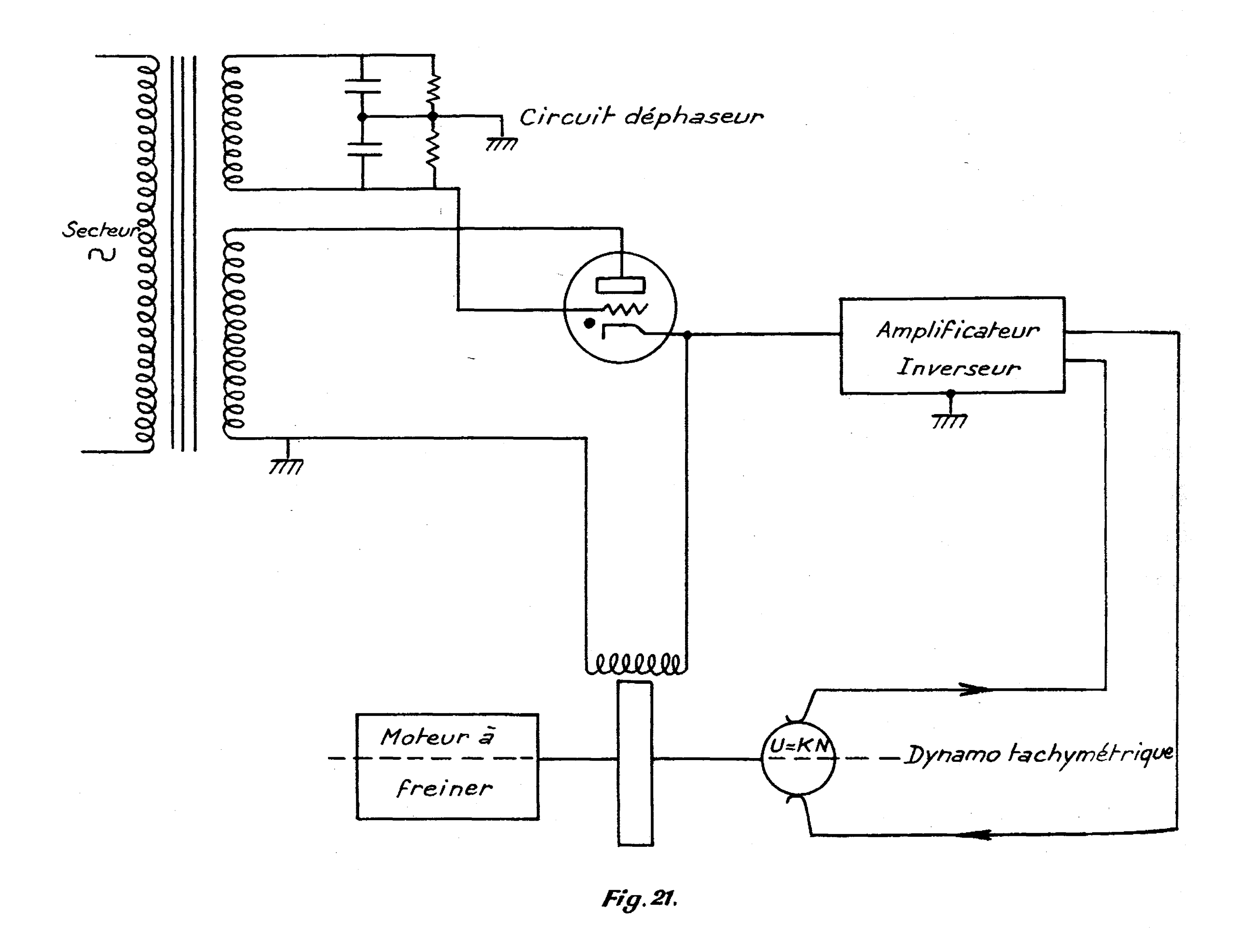


Fig. 21.

Parmi de très nombreuses applications dans ce domaine, nous citerons le frein électronique à régulation de vitesse. Le schéma de principe d'un tel frein correspond à celui de la figure 21.

Le moteur à freiner entraîne un disque en acier massif. A la périphérie du disque sont placés deux ou plusieurs bobinages en série constituant la charge d'un gros thyratron. Le freinage se fait par courants de Foucault. Le thyratron est alimenté en courant alternatif, soit directement par le secteur, soit à travers un transformateur. Une petite dynamo entraînée par le moteur donne une tension proportionnelle à sa vitesse de rotation :

$$U = K N$$

La grille du thyratron est reliée à un circuit déphaseur qui lui applique une tension sinusoïdale d'amplitude fixe et déphasée par rapport à la tension d'alimentation du thyratron d'un angle φ convenablement choisi. La cathode du thyratron est polarisée à l'aide de la tension de la dynamo tachymétrique inversée grâce à un circuit comprenant un amplificateur à nombre impair d'étages. Le freinage étant réglé au départ (couple et vitesse choisis), si pour une raison quelconque la vitesse du moteur tend à augmenter, U augmente. A la sortie du circuit inverseur, la tension G U (G gain de l'amplificateur) tend à diminuer. La cathode tend donc à se rapprocher de la grille et la sinusoïde grille coupe la caractéristique critique (fig. 22) en un point M' plus à gauche. Le courant moyen augmente entraînant une augmentation du couple de freinage qui s'oppose à l'accroissement de la vitesse du moteur. Le phénomène inverse se produit si le moteur tend à ralentir.

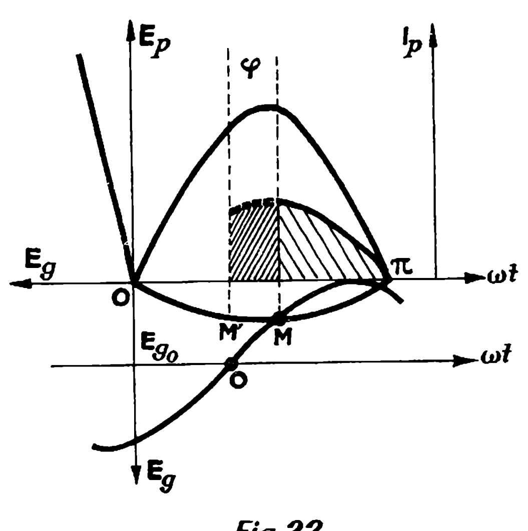


Fig.22.

Ce dispositif convient particulièrement aux essais d'endurance des moteurs sans que ce soit là un emploi limitatif. L'ensemble est simple, robuste, pouvant couvrir une large gamme de vitesses et de couples sous un faible encombrement.

CHAPITRE XII

CONSTRUCTION ET CARACTERISTIQUES DES AMPLIFICATEURS

A. - CIRCUITS D'UTILISATION

Dans le chapitre consacré aux lampes à plusieurs électrodes, triodes, pentodes, etc., nous avons vu que celles-ci pouvaient être assimilées à des générateurs de tension ou de courant de force électromotrice $-\mu e_g$ et de résistance intérieure r_p. On branche dans le circuit plaque d'un tel générateur un circuit d'utilisation quelconque d'impédance Z. La tension utile est celle que l'on recueille aux bornes de cette impédance Z (fig. 1 a et b). Le gain d'un étage amplificateur ainsi constitué est le rapport de la tension utile à la tension d'excitation de la grille :

$$e_p = Z.i_p \qquad i_p = \frac{-\mu e_g}{r_p + Z}$$

$$G = \frac{e_p}{e_g} = -\frac{\mu Z}{r_p + Z} \qquad (1)$$

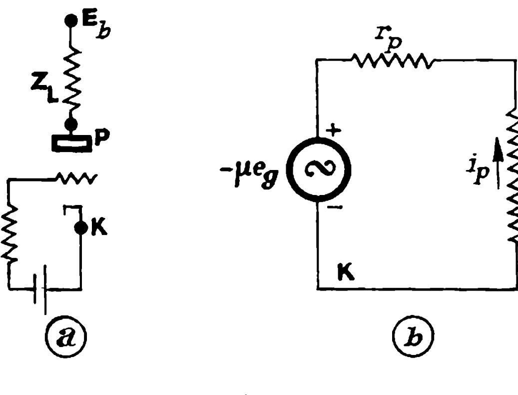


Fig.1.

Si Z est une grandeur complexe, il en sera de même du gain G. Dans le cas le plus général on aura :

$$Z = Z(\omega) = X(\omega) + jY(\omega)$$

ω étant la pulsation de la tension e_g. Pour des valeurs constantes de e_g, de μ et de r_p, G dépendra de la pulsation de la tension d'entrée.

Nous allons étudier ces variations de G en fonction de ω pour quelques circuits types usuels. Afin de simplifier l'écriture, nous poserons :

$$K = \frac{Z}{r_p + Z} \qquad (2)$$

et nous étudierons les variations de K.

Charge anodique

a) Résistance pure

Z égale R et K est indépendant de ω ; le gain est constant dans la mesure où μ et r_p le sont. De même, la tension de sortie n'est déphasée que de π par rapport à la tension d'entrée, ce déphasage étant introduit par la lampe elle-même (fig. 2).

L'impédance de charge est une self pure :

$$Z = jL\omega$$

$$K = \frac{jL\omega}{r_p + jL\omega} \quad \text{module } \overline{K} = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{r_p}{L\omega}\right)^2 + 1}} \quad \text{argument } \varphi = \text{Arc tg} \frac{r_p}{L\omega}$$

Les variations de φ et de K sont portées sur la figure 3.

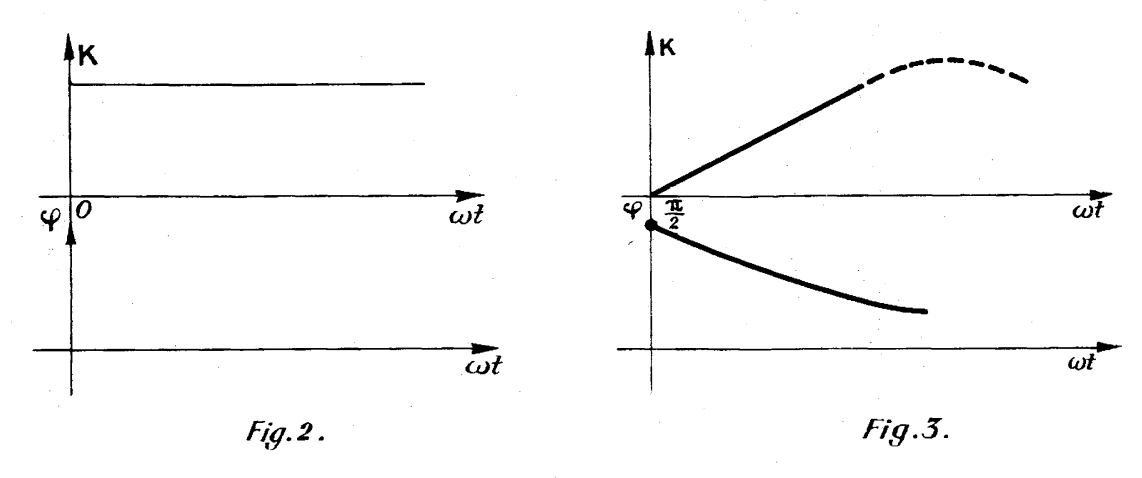


Fig. 2. *Fig. 3.*

K est une fonction croissante de ω et φ une fonction décroissante. Cependant, lorsque ω devient très grand, $L\omega$ devient très grand aussi; le courant plaque tend vers 0 entraînant une diminution de μ et une augmentation de r_p; à partir d'une certaine limite, le gain tend à diminuer (voir triodes et pentodes).

b) Résistance capacité en parallèle

Une charge en résistance pure se présente pratiquement toujours sous cette forme, du fait des capacités réparties et des capacités interélectrodes :

$$Z = \frac{R}{1 + j\,RC\omega}$$

$$\overline{K} = \frac{R}{\sqrt{\left(R + r_p\right)^2 + R^2C^2\omega^2}} \qquad \varphi = \text{Arc tg}\,\frac{-\,C\omega}{\frac{r_p}{R} + 1}$$

K diminue constamment avec la fréquence plus ou moins vite, suivant la valeur de la capacité parallèle (fig. 4).

c) Circuit résonnant

$$Z = \frac{j\,L\omega}{1 - LC\omega^2}$$

$$\overline{K} = \frac{L\omega}{\sqrt{r_p^2\left(1 - LC\omega^2\right)^2 + L^2\omega^2}} \qquad \varphi = \text{Arc tg}\,r_p\,\frac{1 - LC\omega^2}{L\omega}$$

Les variations du module et de la phase sont portées sur la figure 5.

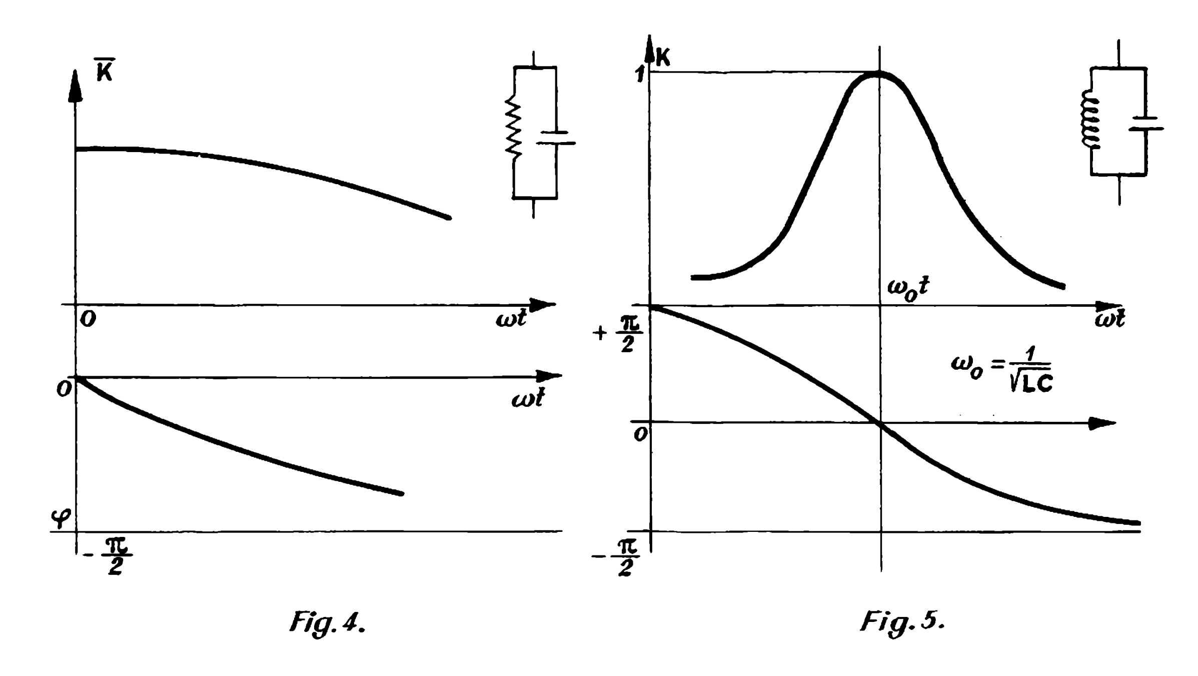


Fig. 4.   Fig. 5.

Ces quelques exemples montrent que le gain d'un amplificateur est bien fonction de la fréquence des tensions ou courants à amplifier, cette fonction dépendant essentiellement du circuit de charge. Ceci

n'est en réalité qu'une approximation, puisque nous avons admis que :

$$e_g = E_m \sin \omega t$$

ne subissait pas de déformation; or il n'en est rien puisque le circuit d'entrée de la lampe, lui aussi, est formé par des résistances shuntées par des capacités (effet Miller, chapitre X) dans le cas le plus simple. Le raisonnement reste cependant entièrement valable en ce qui concerne le circuit d'utilisation. Il montre nettement que n'importe quel amplificateur ne peut servir à l'étude de n'importe quel phénomène. Le choix de l'amplificateur sera essentiellement dicté par la gamme de fréquences dans laquelle se situe le phénomène d'entrée. Dans ce choix, on ne doit pas uniquement s'attacher au facteur gain, mais il faut tenir compte également du déphasage total qu'introduit l'amplificateur. D'autres critères, naturellement, interviennent dans le choix de l'amplificateur tels que la stabilité, la fidélité, etc., mais ce sont là des critères généraux de qualité et non des critères de fonctionnement qui, seuls, nous intéressent pour l'instant.

B. - COUPLAGE ENTRE ETAGES AMPLIFICATEURS

Nous ferons tous nos raisonnements sur des triodes; le passage aux pentodes ne présente aucune difficulté.

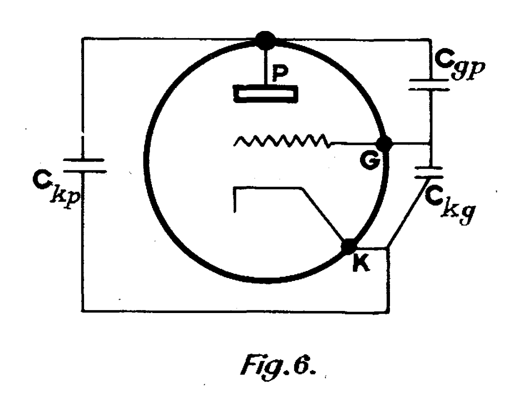


Fig.6.

La figure 6 donne le schéma des capacités interélectrodes. Considérons un étage m d'un amplificateur; la charge de l'étage est supposée être une résistance pure R_L.

Au repos, c'est-à-dire en l'absence de tout signal sur la grille, celle-ci se trouve au potentiel E_{g_0} ; il en résulte dans la lampe un courant de repos I_{p_0} ; la plaque de la lampe se trouve alors au potentiel :

$$E_{p_0} = E_b - I_{p_0} . R_L$$

Le problème qui se pose alors est de relier cette plaque à la grille de l'étage suivant. Deux possibilités se présentent :

1) On relie la plaque m à la grille m + 1 directement; dans ce cas, pour que la lampe m + 1 puisse fonctionner dans des conditions normales, il faut porter sa cathode à un potentiel $E_{k\,(m+1)}$ tel que :

$$E_{k\,(m+1)} - E_{p_{0m}} = E_{g_0}$$

Les variations sur la grille de cette lampe se feront alors autour de $E_{g\,(m+1)}$, c'est-à-dire autour du point de repos de la lampe (fig. 7).

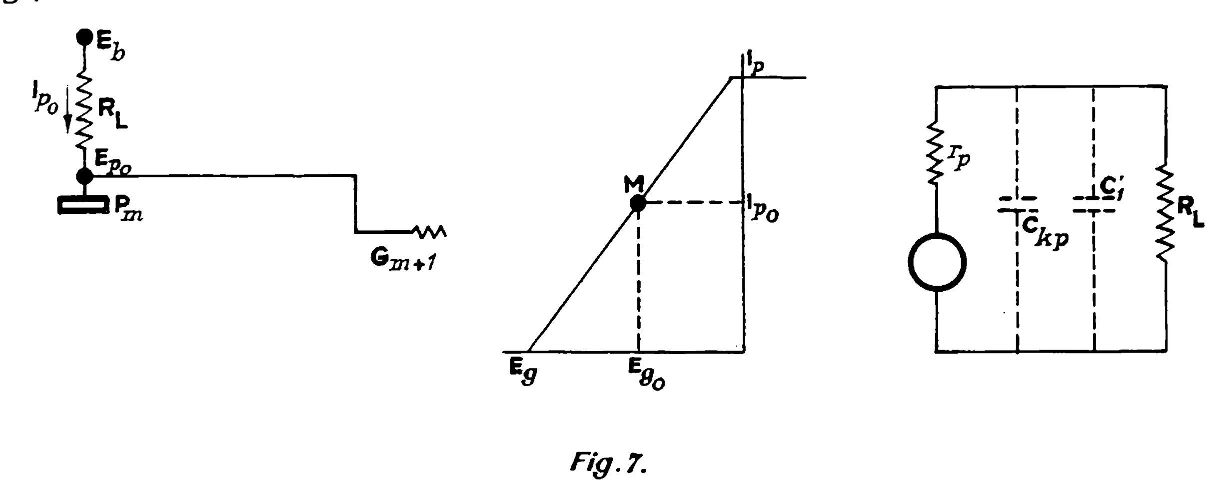


Fig. 7.

Il est clair que dans ces conditions le système n'arrêtera pas la composante continue, ni les variations très lentes. Nous sommes en présence d'une liaison directe.

2) La liaison plaque m - grille m + 1 peut se faire par l'intermédiaire d'un dispositif annulant l'effet de la composante E_{p_0}. Ce dispositif peut être soit un condensateur, soit un transformateur (fig. 8). Cette deuxième solution est peu employée.

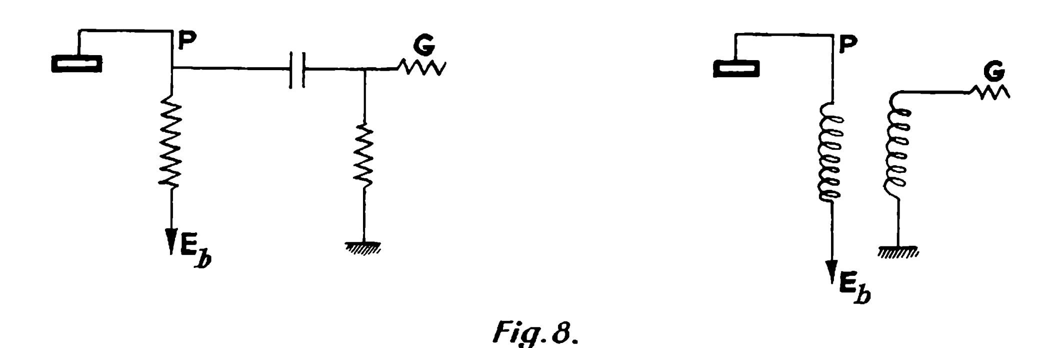


Fig. 8.

Si la liaison arrête la composante E_{p_0}, elle arrêtera également la composante B_0 et les variations très lentes pour lesquelles le condensateur, par exemple, aura une impédance infinie.

Nous sommes en présence d'une liaison alternative.

C. - REACTION

Définition

Considérons un amplificateur de gain G. A une variation e_g de la tension d'entrée correspond une variation e_p de la tension de sortie:

$$e_p = G . e_g$$

On peut prélever une fraction de e_p et la réinjecter sur la grille d'entrée. On dira qu'on fait une réaction. Si βe_p est la fraction de la tension plaque réinjectée à l'entrée, le taux de réaction est β.

Deux cas peuvent se présenter :

1) βe_p est en phase avec e_g ou varie dans le même sens que e_g (cas d'une liaison plaque de sortie - grille d'entrée avec un nombre pair d'étages, ou d'une liaison plaque de sortie - cathode d'entrée avec un nombre impair d'étages). βe_p s'ajoute à e_g; le gain de l'amplificateur se trouve amélioré. La réaction est dite positive.

2) βe_p est en opposition de phase avec e_g ou varie en sens inverse de e_g (liaison plaque de sortie - grille d'entrée avec un nombre impair d'étages, ou liaison plaque de sortie-cathode d'entrée avec un nombre pair d'étages). βe_p se retranche de e_g, entraînant une diminution du gain de l'amplificateur. La réaction est dite négative ou contre-réaction.

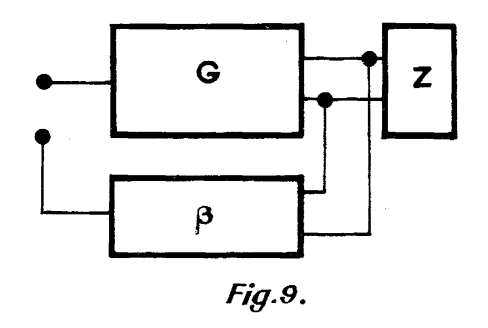


Fig.9.

Considérons le circuit de la figure 9; soit e'_g la tension effectivement appliquée à la grille, e_g la tension appliquée extérieure:

$$e_s = G e'_g \qquad (3)$$

La tension effectivement appliquée à la grille est:

$$e'_g = e_g \pm \beta e_s \qquad (4)$$

e_g étant l'excitation extérieure de la grille, donc :

$$e_s = G\left(e_g \pm \beta\, e_s \right) \qquad (5)$$

Le signe ± donne le sens de la réaction.

(5) donne :

$$G_r = \frac{e_s}{e_g} = \frac{G}{1 \pm \beta G} \qquad (6)$$

A la réaction positive correspond le signe moins et à la réaction négative correspond le signe plus. Dans le cas de la réaction positive on voit que le gain peut être très élevé et devenir infini pour :

$$G\beta = 1 \qquad \beta = \frac{1}{G}$$

Si G est assez grand on pourra écrire :

$$G_r\, \beta = -1 \qquad (7)$$

Dans toutes ces expressions, G et β peuvent être des grandeurs complexes qu'on pourra écrire :

$$\left.\begin{aligned} G &= \bar{G}\left(\cos \psi_G + j \sin \psi_G \right) \\ \beta &= \bar{\beta}\left(\cos \psi_\beta + j \sin \psi_\beta \right) \end{aligned}\right\} \qquad (8)$$

ψ_G et ψ_β étant respectivement les déphasages introduits, par rapport à la tension d'entrée, par l'amplificateur et le circuit de réaction. Tenant compte de (8), l'expression (6) devient :

$$G_r = \frac{G\left(\cos \psi_G + j \sin \psi_G \right)}{1 - G\beta\left(\cos \psi_G + j \sin \psi_G \right)\left(\cos \psi_\beta + j \sin \psi_\beta \right)}$$

$$\bar{G}_r = \frac{\bar{G}}{\sqrt{1 - 2\, G\beta \cos \psi + G^2\, \beta^2}} \qquad (9)$$

avec $\psi = \psi_G + \psi_\beta$.

Si la réaction est positive :

$$\varphi = 0 \qquad G_r = \frac{G}{1 - G\beta} \tag{10}$$

et si la réaction est négative :

$$\varphi = \pi \qquad G_r = \frac{G}{1 + G\beta} \tag{11}$$

Réaction négative de cathode

Considérons un étage amplificateur avec une résistance de polarisation R_k dans la cathode. Au repos :

$$E_{k_0} = R_k . I_{p_0}$$

Lorsqu'une tension :

$$e_g = E_m \sin \omega t$$

est appliquée à la grille, il en résulte une variation du courant plaque

$$i_p = \frac{\mu \, e_g}{R_L + r_p + R_k(\mu + 1)}$$

Le potentiel de la cathode devient alors :

$$E_k = E_{k_0} + R_k \, i_p$$

La grandeur qui intéresse effectivement l'amplificateur n'est pas e_g mais :

$$e_{gk} = e_g - e_k = e_g - \frac{R_k}{R_L} e_p$$

$$e_p = R_L \, i_p$$

La variation de la tension cathode qui vient se retrancher de la variation de la tension d'entrée est donc :

$$\frac{R_k}{R_L} e_p$$

d'après (4), donc :

$$\beta = - \frac{R_k}{R_L}$$

réaction d'autant plus importante que R_k est plus élevé. Nous connaissions déjà ce résultat.

Effet de la réaction sur la stabilité de l'amplificateur

Le gain d'un amplificateur est sujet à des variations. Ces variations sont dues à un grand nombre de facteurs, tels que variation de la tension d'alimentation, variation de la tension de chauffage, variations de différents éléments du circuit par suite d'échauffements inégaux, etc. Cependant, la stabilité du gain est un critère fondamental d'un amplificateur.

G étant le gain de l'amplificateur, on peut définir la stabilité par la relation :

$$\sigma = \frac{\Delta G}{G}$$

Avec l'introduction d'une réaction de taux β, le gain devient G_r et la stabilité :

$$\sigma_r = \frac{\Delta G_r}{G_r}$$

Or, d'après la relation (6) :

$$G_r = \frac{G}{1 \pm \beta G}$$

et :

$$\Delta G_r = \frac{\Delta G}{1 \pm G\beta} \cdot \frac{1}{1 \pm G\beta}$$

$$\sigma_r = \frac{\Delta G_r}{G_r} = \frac{\Delta G}{G} \cdot \frac{1}{1 + G\beta} = \frac{\sigma}{1 \pm G\beta} \qquad (12)$$

Cette relation montre qu'à un accroissement de gain correspond une diminution de la stabilité et réciproquement. Lorsqu'on veut construire des amplificateurs à gain stabilisé, on a souvent recours à une réaction négative (voir oscillateurs RC : réaction négative dans le circuit cathode).

D. - DIFFERENTS TYPES D'AMPLIFICATEURS

On peut concevoir plusieurs classifications possibles des amplificateurs. Nous ne tenterons pas de traiter cette question. Toute classification est sujette à critiques ; nous en choisirons une très simple qui nous conduira à deux groupes essentiels de dispositifs et nous envisagerons à l'intérieur de chacun de ces groupes les différentes possibilités en nous attachant surtout au côté réponse de l'amplificateur, c'est-à-dire au gain et à la phase en fonction de la fréquence.

Dans sa forme la plus générale, un phénomène à étudier ou à amplifier peut se mettre sous la forme d'une série de Fourier :

$$E_g = B_0 + \sum_1^{\infty} B_k \cos \omega t + A_k \sin \omega t \qquad (13)$$

L'amplificateur peut :

- Etre capable d'amplifier également toutes les composantes y compris B_0 : <u>amplificateur à courant continu à large bande passante</u> ;

- Arrêter la composante B_0 ainsi que les fréquences très basses de quelques périodes par seconde : <u>amplificateur à courant alternatif</u>.

Ce type d'amplificateur peut également, dans certains cas, n'amplifier que certaines fréquences comprises dans une gamme étroite : <u>amplificateur sélectif</u>.

Les expressions amplificateur à couplage direct et amplificateur à couplage alternatif sont plus correctes qu'amplificateur à courant continu ou amplificateur à courant alternatif.

Amplificateur apériodique

Si l'on tient compte des capacités interélectrodes et des capacités parasites intervenant dans le montage, le couplage entre deux étages successifs correspondra au schéma de la figure 10. Deux étages successifs sont reliés à l'aide d'un condensateur C qui simplifie la construction de l'amplificateur.

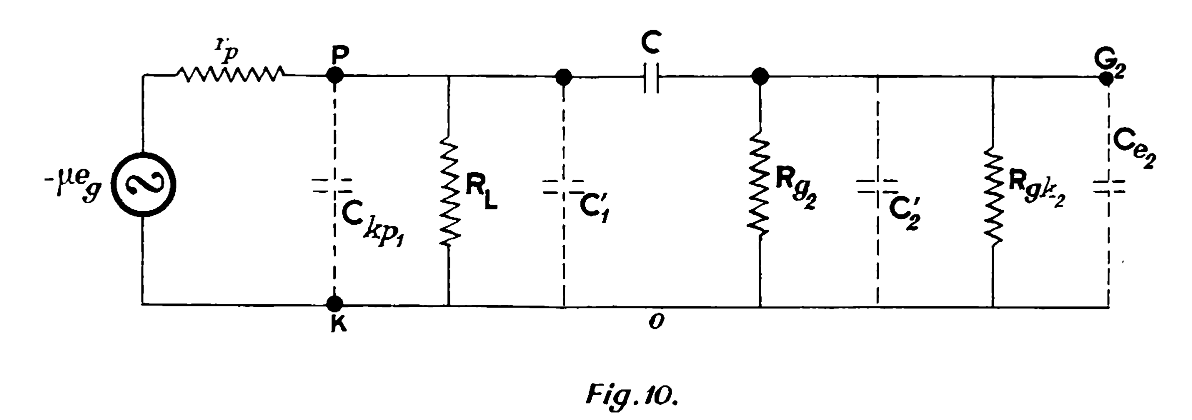


Fig. 10.

C_{pk_1} capacité plaque-cathode de la première lampe;

C_1' capacités parasites côté plaque de la première lampe;

C capacité de liaison entre étages ;

C_{e_2} capacité d'entrée de la deuxième lampe;

C_2' capacités parasites côté grille de la deuxième lampe ;

R_L résistance de charge;

R_{g_2} résistance de fuite de grille de la deuxième lampe;

R_{gk_2} résistance grille-cathode de la deuxième lampe.

Comme le montre la figure 10, l'impédance effective de charge n'est plus la résistance R_L, mais une impédance Z_L, formée par tous les éléments se trouvant entre les points P et K. Dans ces conditions, le gain réel de l'étage n'est plus exprimé par la formule simple :

$$G = - \mu \frac{R_L}{r_p + R_L}$$

ni :

$$G = - \mu \frac{Z_L}{r_p + Z_L}$$

Il faut tenir compte également de la présence du diviseur de tension constitué par les différentes impédances.

Remarque. - Dans le cas où il y aurait une résistance R_k dans la cathode de la première lampe, dans toutes les formules qui suivent on remplacera :

$$r_p \text{ par } r'_p = r_p + (\mu + 1) R_k$$

a) Régime transitoire dans les amplificateurs apériodiques

En régime transitoire, si i désigne le courant dans la résistance R_{g_2}, la tension appliquée à l'entrée du second étage sera :

$$e_s = R_{g_2} i \qquad \text{(fig. 10)}$$

i sera déterminé à partir de l'équation différentielle :

$$\frac{r_p R_L}{r_p + R_L} R_2 \left(\frac{C_1 C_2}{C} + C_1 + C_2\right) \frac{di}{dt} + \left[\frac{r_p R_L}{r_p + R_L}\left(\frac{C_1}{C} + 1\right) + R_2\left(\frac{C_2}{C} + 1\right)\right] i + \frac{1}{C}\int i \, dt = \mu \frac{R_L}{r_p + R_L} e_g \qquad (14)$$

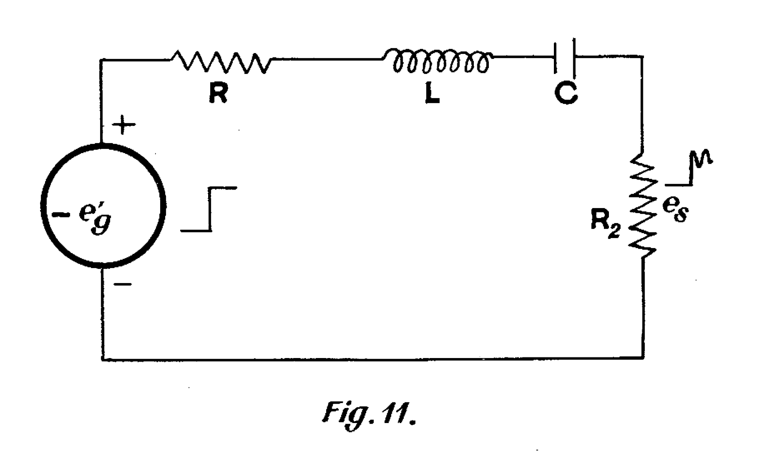


Fig. 11.

que l'on établira en appliquant les lois de Kirchhoff au réseau. Cette équation montre qu'au circuit de la figure 10 on peut faire correspondre son équivalent de la figure 11, avec :

$$e'_g = \mu \, e_g \cdot \frac{R_L}{r_p + R_L}$$

$$R = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L} \cdot \left(1 + \frac{C_1}{C} \right) + R_2 \frac{C_2}{C}$$

$$L = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L} R_2 \left(C_1 + C_2 + \frac{C_1 C_2}{C} \right)$$

$$C = C$$

Si l'équation caractéristique de (14) comporte des solutions imaginaires, le circuit sera le siège d'oscillations plus ou moins rapidement amorties.

b) Régime permanent

Pour l'étude en régime sinusoïdal permanent nous ferons correspondre successivement au circuit de la figure 10 ses équivalents de la figure 12 a, b et c, avec :

$$\text{(a)} \quad \begin{cases} C_1 = C_{pk_1} + C'_1 \\ C_2 = C_{e_2} + C'_2 \\ R_2 = \dfrac{R_{gk_2} R_{g_2}}{R_{gk_2} + R_{g_2}} \end{cases}$$

C_e capacité d'entrée du second étage (voir triodes)

$$\text{(b)} \quad \begin{cases} Z_1 = \dfrac{R_L}{1 + j C_1 R_L \omega} \\ Z_2 = \dfrac{R_2}{1 + j C_2 R_2 \omega} \end{cases}$$

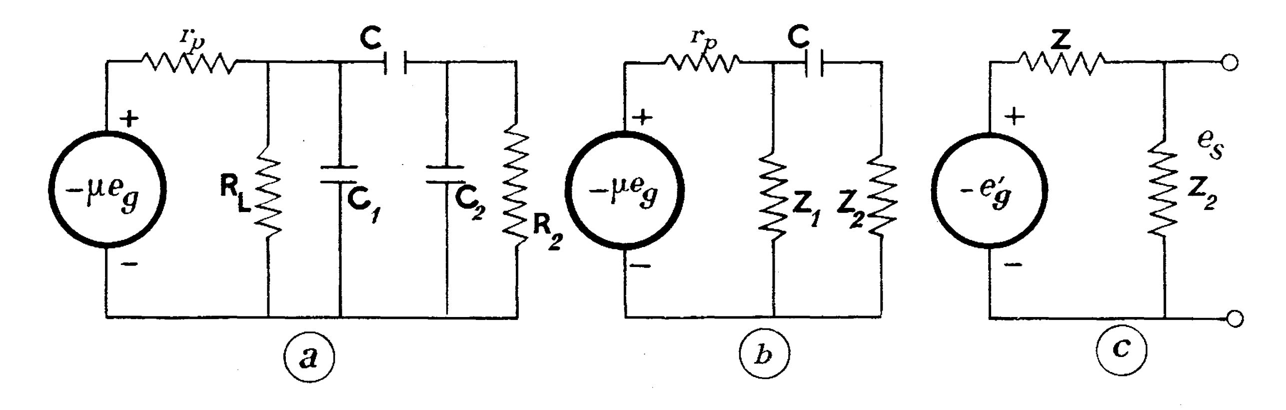


Fig. 12.

$$(c)\quad \begin{cases} Z = \dfrac{r_p R_L}{r_p + R_L + j\, r_p R_L C_1 \omega} \\[2ex] e'_g = \dfrac{\mu R_L e_g}{r_p + R_L + j\, r_p R_L C_1 \omega} \end{cases}$$

$$e_s = - \frac{e'_g Z_2}{Z + Z_2}$$

Ce calcul donnera :

$$e_s = \frac{-\mu e_g}{\dfrac{r_p}{R_2}\left(1+\dfrac{C_1}{C}\right)+\dfrac{1}{R_L}\left(r_p+R_L\right)\left(1+\dfrac{C_2}{C}\right)+j\left[\left(C_1+C_2+\dfrac{C_1C_2}{C}\right)r_p\omega-\dfrac{1}{R_2C\omega}\left(1+\dfrac{r_p}{R_L}\right)\right]} \qquad (15)$$

Comme en général $C_1 \ll C$, $C_2 \ll C$, la formule (15) se réduit à :

$$G' = \frac{e_s}{e_g} = \frac{-\mu}{1 + \dfrac{r_p}{R_L} + \dfrac{r_p}{R_2} + j\left[\left(C_1 + C_2\right) r_p \omega - \dfrac{1}{R_2 C \omega}\left(1 + \dfrac{r_p}{R_L}\right)\right]} \qquad (16)$$

Ces expressions montrent que e_s varie en amplitude et en phase en fonction de ω :

$$\left.\begin{aligned}\overline{G}' &= \frac{\mu}{\sqrt{\left(1+\frac{r_p}{R_L}+\frac{r_p}{R_2}\right)^2+\left[\left(C_1+C_2\right)r_p\omega-\frac{1}{R_L C\omega}\left(1+\frac{r_p}{R_L}\right)\right]^2}}\\ \operatorname{tg}\varphi &= \frac{\left(C_1+C_2\right)r_p\omega-\frac{1}{R_2 C\omega}\left(1+\frac{r_p}{R_L}\right)}{1+\frac{r_p}{R_L}+\frac{r_p}{R_2}}\end{aligned}\right\} \quad (17)$$

Le gain est nul pour ω nul ou ω infini, la phase variant entre $+\frac{\pi}{2}$ et $-\frac{\pi}{2}$. (Il faut bien entendu ajouter au déphasage φ le déphasage π introduit par la lampe et traduit par le signe moins du rapport e_s/e_g.) Le déphasage est nul pour :

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{r_p + R_L}{r_p R_L C\left(C_1 + C_2\right)R_2}}$$

La figure 13 donne l'allure des variations de G' et de φ en fonction de ω. Entre deux valeurs ω_1 et ω_2 la courbe de réponse est pratiquement indépendante de ω. On dira que la bande passante du système s'étend entre ω'_1 et ω'_2 si :

$$G'\left(\omega'_1\right) = G'\left(\omega'_2\right) = \frac{G'\omega}{\sqrt{2}}$$

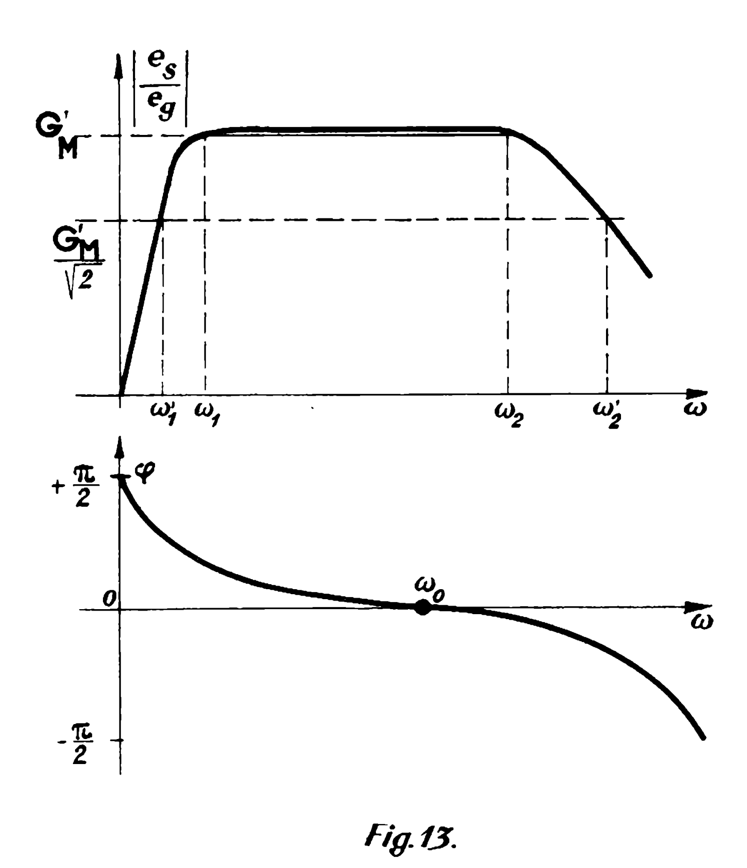


Fig.13.

La présence du condensateur de liaison atténue la réponse de l'amplificateur aux basses fréquences. Malgré cet inconvénient le couplage alternatif sera utilisé toutes les fois que le couplage continu ne s'impose pas d'une façon impérative. L'emploi du condensateur C de liaison allège et simplifie le montage. Il élimine

également la dérive propre au couplage direct. Cependant dans le cas de la transmission de signaux pour lesquels :

$$\frac{1}{T}\int_0^T i \, dt \neq 0$$

Il faut prendre des précautions afin d'éliminer l'effet de la composante moyenne qui se trouve appliquée à la grille de la deuxième lampe (emploi de diodes montées en limiteurs de tension).

Polarisation

Chaque lampe, sauf cas particuliers (amplificateurs de classe B et C), doit fonctionner dans la partie rectiligne de sa caractéristique, le point de repos étant placé au milieu de cette partie. Avec les lampes de réception de type courant, ceci suppose une polarisation négative de la grille de 5 ou 6 volts pour les triodes et de 2 ou 3 volts pour les pentodes. Il est possible, sans trop affecter le gain de l'étage par l'introduction d'une faible résistance dans la cathode, de porter celle-ci à un potentiel positif de quelques volts, la grille étant au potentiel 0 :

$$R_k I_{p_0} = |E_{g_0}|$$

Par exemple, pour une triode 12 AT 7, on peut prendre $I_{p_0} = 5$ mA et $E_{g_0} = 3$ volts. On aura :

$$R_k = \frac{3}{5} = 600\ \Omega$$

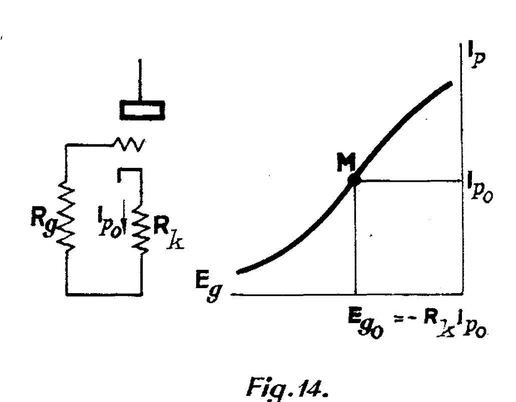


Fig. 14.

Ainsi il n'est pas nécessaire d'introduire des sources auxiliaires pour la polarisation de la grille. A titre d'exemple, cherchons la perte de gain due à l'introduction de la résistance cathode (voir triodes). Nous prendrons $R_L = 20\,000$, $\mu = 65$, $r_p = 10\,000$; on aura :

$$\frac{G'}{G} = \frac{r_p + R_L}{r_p + R_L + R_k(\mu + 1)} = \frac{20\,000 + 10\,000}{20\,000 + 10\,000 + 600 \times 66} \# 0,47$$

Cette perte de gain est préférable à l'introduction de sources auxiliaires de polarisation. On limite cette perte par le découplage de R_k à l'aide d'un condensateur convenablement choisi (voir triodes).

Nous ne nous attarderons pas sur les amplificateurs couplés par transformateur.

Amplificateur à résonance

Souvent, lorsqu'on amplifie une tension alternative résultant de la superposition de plusieurs tensions à différentes fréquences, on a intérêt à isoler l'une ou l'autre de celles-ci. Dans ces conditions, on emploiera soit des filtres précédant l'amplificateur et qui ont pour rôle d'étouffer toutes les fréquences extérieures à une gamme bien déterminée, soit encore un amplificateur résonnant. Nous avons vu (fig. 5) quelle est la réponse d'un amplificateur ayant pour charge un circuit self-capacité en parallèle. La figure 15 donne le schéma de principe d'un tel amplificateur et son schéma équivalent.

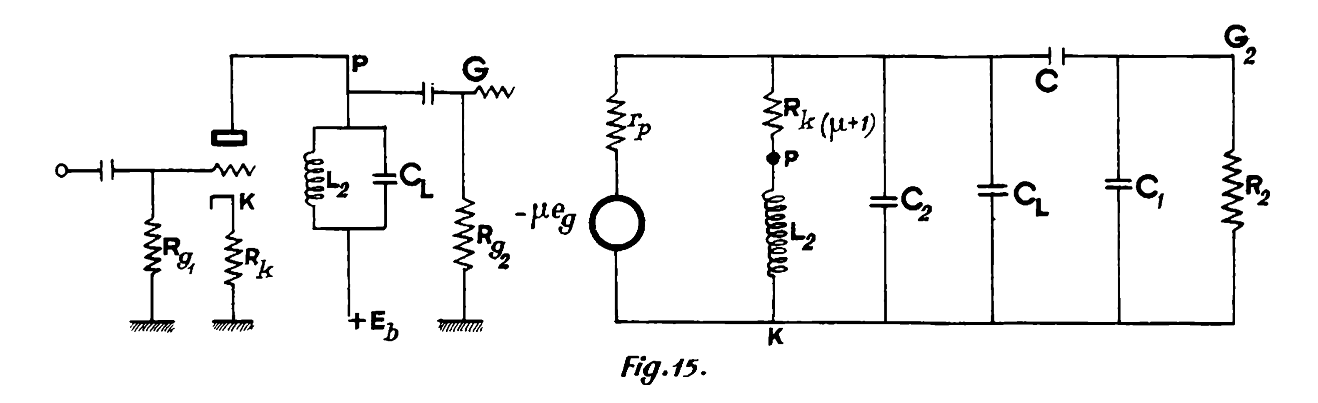


Fig.15.

On appelle bande passante dans ce cas la gamme de fréquences pour laquelle (fig. 5) (voir circuits oscillants) :

$$K > \frac{K \text{ résonance}}{\sqrt{2}}$$

La bande passante est d'autant plus étroite, c'est-à-dire que l'amplificateur est d'autant plus sélectif, que le coefficient de surtension Q est plus grand (voir chapitre consacré aux circuits oscillants). (Pour plus de renseignements, se rapporter aux ouvrages spécialisés.)

Amplificateurs à couplage direct

Comme nous avons vu, la caractéristique essentielle d'un couplage direct est de ne pas arrêter la composante continue de la relation (13). Plusieurs types de montages permettent de réaliser cette condition.

a) Montage en cascade (fig. 16)

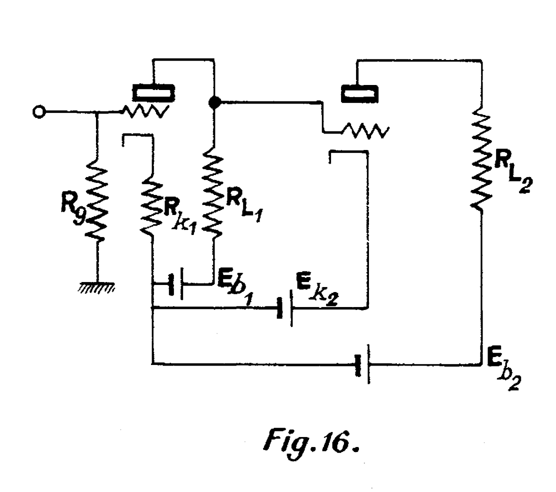


Fig.16.

La plaque de la première lampe étant directement reliée à la grille de la seconde, on a à chaque instant $E_{p_1} = E_{g_2}$. Pour que la grille G_2 soit à la tension négative $E_{g_{02}}$ volts par rapport à K_2, il faut porter celle-ci au potentiel :

$$E_{k_2} = E_{g_2} + E_{g_0}$$

à l'aide d'une source auxiliaire. Si l'on veut avoir une source commune pour toutes les plaques, on se heurte rapidement à une difficulté. En effet, si la première lampe est alimentée par la tension E_b de la source, la deuxième lampe n'est plus alimentée que par la tension :

$$E'_b = E_b - E_{k_2}$$

Une nouvelle diminution de la tension effective d'alimentation intervient à chaque nouvel étage.

La tension plaque de chaque nouvel étage étant plus faible que celle de l'étage précédent, il en sera de même du courant plaque. Cette diminution du courant plaque entraîne une augmentation de la résistance inférieure de la lampe et par voie de conséquence du gain qu'on peut obtenir avec l'étage. Il est évidemment possible d'alimenter toutes les lampes sous la même tension en introduisant des sources étagées :

$$E_{b_2} = E_{b_1} + E_{k_2}$$

$$E_{b_3} = E_{b_1} + E_{k_2} + E_{k_3} \cdots$$

Il est inutile d'insister sur les inconvénients d'un tel dispositif. Il existe un autre inconvénient compliquant encore le montage. Cette difficulté provient de la construction même des lampes. Des questions d'isolement cathode-filament ne permettent guère de dépasser une centaine de volts entre ces deux éléments. Pratiquement, il devient donc nécessaire d'avoir des sources individuelles pour le chauffage de chaque lampe. Ce type de montage n'est guère employé au-delà de deux étages. On y remplace alors les sources auxiliaires par un diviseur de tension branché aux bornes d'une source unique (fig. 17).

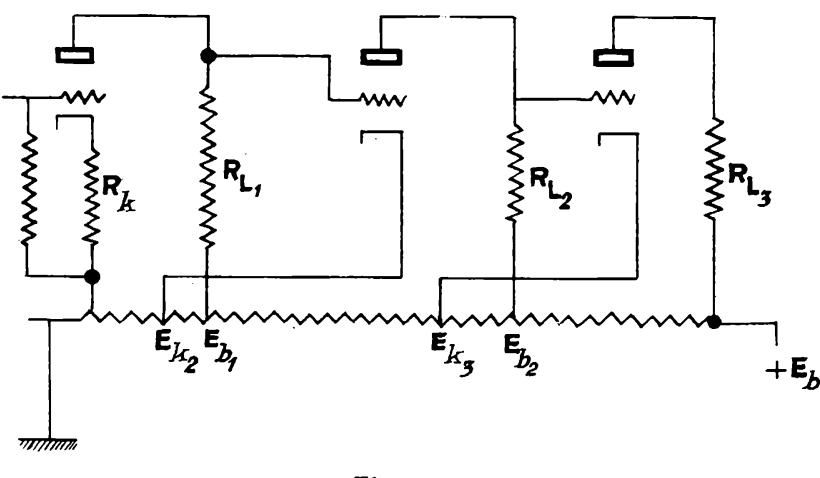


Fig.17.

b) <u>Montage à contre-tension</u>

Dans ce type de montage, la liaison entre la plaque d'un étage et la grille de l'étage suivant se fait à travers une pile de tension E_{p_0}, annulant l'effet de la tension plaque au repos. Une seule source haute tension est alors nécessaire et toutes les lampes sont alimentées sous la même tension (fig. 18). Ici la source auxiliaire ne débite pratiquement pas. Cependant cette solution n'est pas très pratique du fait de l'évolution des piles dans le temps, ce qui nécessite l'introduction de circuits correcteurs, afin de conserver la constance des caractéristiques de l'amplificateur.

c) <u>Montage potentiométrique</u> (fig. 19)

Au repos, la plaque de la première lampe se trouve au potentiel E_{p_0} positif par rapport à la masse. Si nous relions le point P par

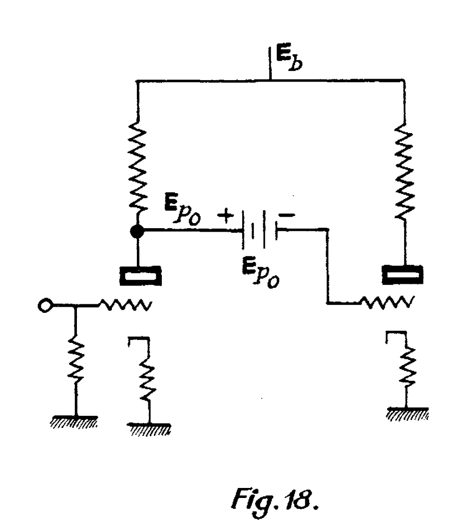


Fig. 18.

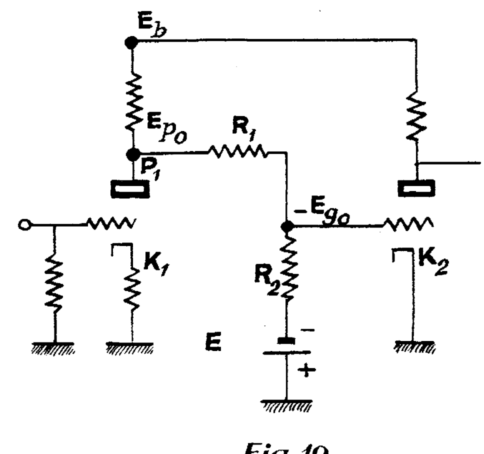


Fig. 19.

l'intermédiaire de deux fortes résistances R_1 et R_2 au pôle moins d'une source de courant continu ayant une tension de l'ordre de E_{p_0} et son pôle plus à la masse, il sera toujours possible de choisir la valeur de ces deux résistances de telle sorte que leur point commun soit à un potentiel donné. Si on choisit ce potentiel égal à $-E_{g_0}$ et si on relie la cathode de la deuxième lampe directement à la masse, la lampe se trouvera placée dans de bonnes conditions de fonctionnement. Cette disposition permet d'avoir une source commune pour toutes les plaques, et une source négative commune pour tous les étages. On peut d'ailleurs n'avoir qu'une seule source et utiliser un diviseur de tension qui aura un point intermédiaire à la masse (fig. 20). Cette disposition très pratique présente cependant certains inconvénients. La variation transmise de l'étage n à l'étage n + 1 n'est pas égale à la variation se produisant dans le circuit plaque n, du fait du diviseur de tension R_1R_2. On a en réalité :

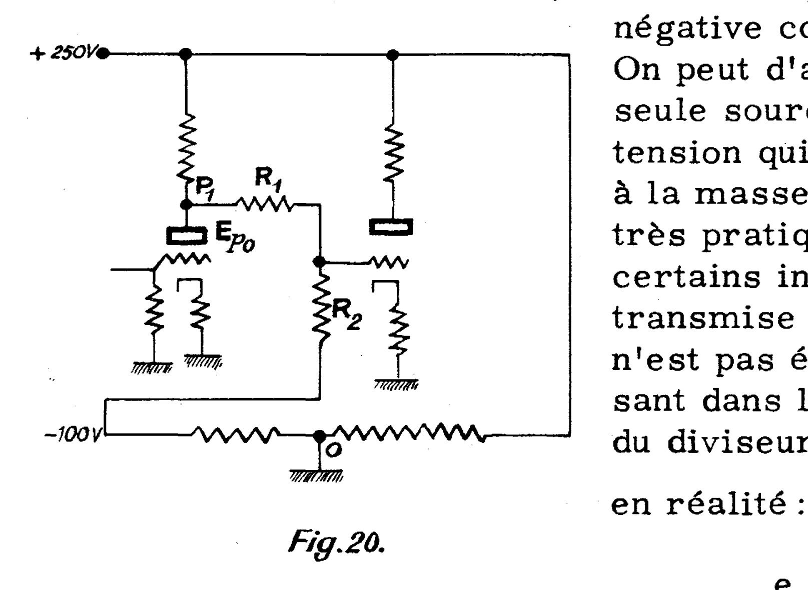


Fig. 20.

$$e_{g_2} = K\, e_{p_1} \qquad K<1$$

Le gain réel de l'étage est :

$$G' = K.G$$

Calcul du gain réel de l'étage. - Si l'on néglige les capacités parasites et si l'on considère R_{gk_2} infini, on arrive successivement aux schémas équivalents de la figure 21 a et b.

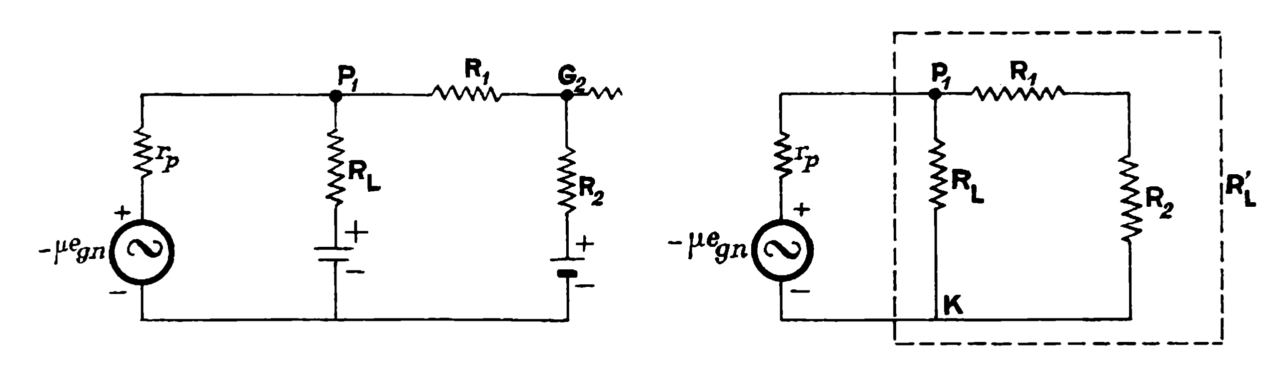


Fig. 21.

Le gain de l'étage est :

$$G = -\mu \frac{R'_L}{r_p + R'_L} = \frac{e_{pn}}{e_{gn}} \tag{18}$$

avec :

$$R'_L = \frac{R_L\left(R_1 + R_2\right)}{R_L + R_1 + R_2} \tag{19}$$

$$G = -\mu \frac{R_L\left(R_1 + R_2\right)}{R_L\left(R_1 + R_2\right) + r_p\left(R_1 + R_2 + R_L\right)} \tag{20}$$

A une variation e_g de la tension grille correspond une variation e_p de la tension plaque de la première lampe :

$$e_p = G\, e_g$$

Mais, du fait du diviseur de tension constitué par les deux résistances R_1 et R_2, la totalité de cette tension n'est pas transmise à la grille de la deuxième lampe. La fraction de tension transmise est :

$$K = \frac{R_2}{R_1 + R_2} = \frac{e_{gn+1}}{e_{pn}} \tag{21}$$

Le gain réel est dans ces conditions :

$$G' = \frac{e_{gn+1}}{e_{gn}} = -\mu \frac{R_L\left(R_1 + R_2\right)}{R_L\left(R_1 + R_2\right) + r_p\left(R_L + R_1 + R_2\right)} \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2} \qquad (22)$$

$$G' = -\mu \frac{R_L R_2}{R_L\left(R_1 + R_2\right) + r_p\left(R_1 + R_2 + R_L\right)} \qquad (23)$$

Les résistances R_1 et R_2 sont déterminées à partir des conditions de fonctionnement des lampes par application des lois de Kirchhoff aux mailles du circuit équivalent (fig. 21 a).

Les deux valeurs de résistances sont :

$$\left.\begin{aligned} R_1 &= R_L \frac{E_{p_{01}} + E_{g_{02}}}{E_b - E_{p_{01}}\left(1 + \frac{R_L}{r_p}\right)} \\ R_2 &= R_L \frac{E - E_{g_{02}}}{E_b - E_{p_{01}}\left(1 + \frac{R_L}{r_p}\right)} \end{aligned}\right\} \qquad (24)$$

Le gain défini par les formules (18) et (20) est d'autant plus élevé que R'_L est plus élevé, c'est-à-dire que $R_1 + R_2$ est grand par rapport à R_L. De même le gain de l'ensemble sera d'autant meilleur que le coefficient de transmission K sera plus élevé.

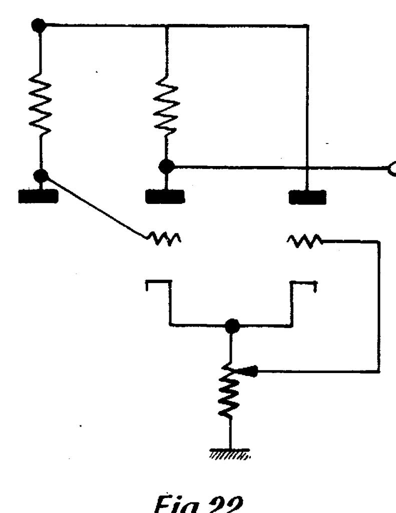
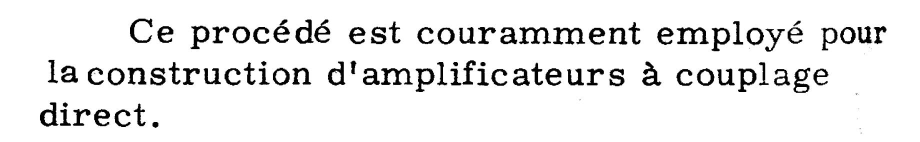


Fig.22.



Ce procédé est couramment employé pour la construction d'amplificateurs à couplage direct.

Il existe un certain nombre d'autres procédés, tel que celui de la figure 22 par exemple. Quel que soit le procédé employé, la construction des amplificateurs à couplage direct, à large bande passante, gain élevé, stable est un problème très difficile et ne peut être abordé que par des spécialistes.

Amplificateurs symétriques

Nous n'avons envisagé jusqu'ici que des amplificateurs dissymétriques dans lesquels la sortie se fait entre la plaque de la dernière lampe et le zéro du système, généralement la masse. Cette disposition ne peut pas toujours convenir. Dans certains tubes cathodiques par exemple, les corrections d'optique exigent une attaque symétrique des plaques, c'est-à-dire que si une tension + e est appliquée à l'une des plaques déviatrices, il faut appliquer à l'autre plaque une tension symétrique - e, pour ne pas déconcentrer le faisceau. La figure 23 donne le schéma d'un tel amplificateur.

Si l'on admet que les deux lampes ont des caractéristiques identiques et que d'autre part les élements du circuit sont identiques, on aura au repos :

$$E_{p_1 p_2} = 0$$

Une tension E_g appliquée à l'entrée se traduira par un courant :

$$I_g = \frac{E_g}{2R_g}$$

Fig.23.

On voit alors que (fig. 24) :

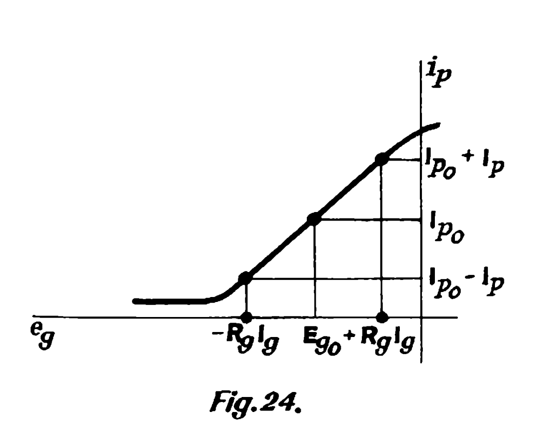


Fig.24.

$$E_{g_1} = E_{g_0} + R_g I_g$$

$$E_{g_2} = E_{g_0} - R_g I_g$$

$$E_{p_1} = E_b - \left(I_{p_0} + I_p\right) R_L$$

$$E_{p_2} = E_b - \left(I_{p_0} - I_p\right) R_L$$

Les variations de tension plaque se font en sens inverse. Les avantages de ce type d'amplificateur sont nombreux. On peut citer entre autres : tension de sortie nulle au repos, très bonne stabilité.

En effet, toute variation de la tension d'alimentation se répercute également sur les deux moitiés du circuit, entraînant une compensation.

La dérive de 0 commune à tous les amplificateurs à courant continu est considérablement diminuée ici.

Sur ce principe, on construit également des amplificateurs à couplage alternatif, les éléments de liaison étant le plus souvent des transformateurs (amplificateurs push-pull).

Amplificateur à onde porteuse

Pour terminer avec les amplificateurs pour courant continu, nous citerons les amplificateurs à onde porteuse. L'élément de base de ce type d'amplificateur est une lampe spéciale à deux grilles de commande. L'une des grilles reçoit la tension de sortie d'un oscillateur à fréquence et tension fixes. On applique à la deuxième grille le signal à amplifier ; la tension sinusoïdale de l'oscillateur se trouve ainsi modulée par le phénomène à étudier. La tension à transmettre d'un étage à l'autre est alors une tension alternative, l'onde porteuse, modulée, c'est-à-dire d'amplitude variable; les liaisons peuvent donc se faire par condensateurs. La tension à amplifier est l'enveloppe de l'onde porteuse. Après le dernier étage d'amplification, cette onde est détectée et envoyée dans un filtre qui élimine la porteuse et ne conserve que l'enveloppe. Pour que l'amplification du phénomène à étudier puisse se faire dans de bonnes conditions, il est nécessaire que la fréquence de la porteuse soit beaucoup plus élevée que celle de la tension amplifiée. Le schéma de principe de ce type d'amplificateur est résumé (fig. 25).

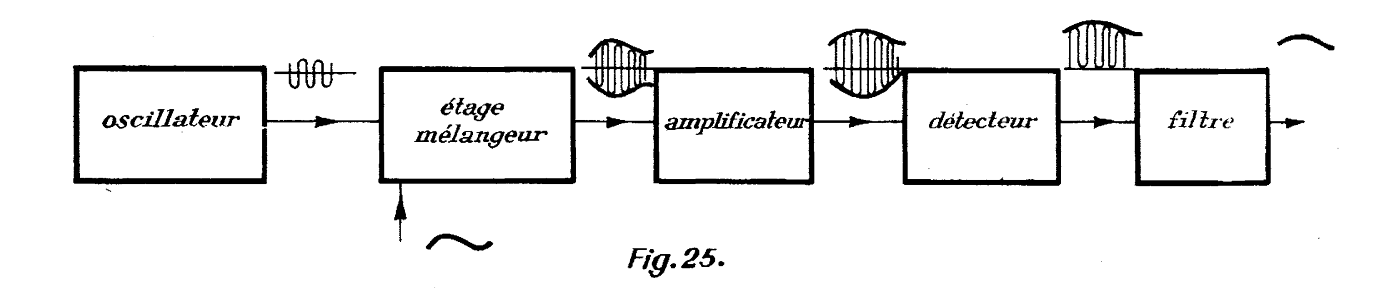


Fig. 25.

Charge cathodique

Dans tous les types d'amplificateurs que nous avons envisagés jusqu'ici, le circuit de charge était placé entre la plaque et le pôle

plus de la source d'alimentation. Nous allons envisager le cas où la charge est placée dans le circuit de la cathode. Nous savons que dans une triode, dans le cas le plus général, c'est-à-dire avec une résistance dans la cathode et une résistance dans l'anode, le courant plaque est :

$$i_p = \frac{\mu e_g}{R_L + r_p + R_k (\mu + 1)}$$

Si la tension de sortie est prélevée sur la cathode au lieu de l'être sur la plaque, nous aurons :

$$e_s = e_k = \frac{R_k \ \mu e_g}{r_p + R_L + (\mu + 1) R_k}$$

et :

$$G_k = \frac{e_k}{e_g} = \frac{\mu R_k}{r_p + R_L + (\mu + 1) R_k}$$

En l'absence de la résistance plaque :

$$G_k = \frac{\mu R_k}{r_p + R_k (\mu + 1)} < 1$$

En général :

$$R_k (\mu + 1) \gg r_p$$

et :

$$G_k = \frac{\mu}{\mu + 1} \# 1$$

Nous avons déjà traité cette question dans le chapitre X, consacré aux triodes.

E. - DISTORSIONS DANS LES AMPLIFICATEURS

Un amplificateur quel qu'il soit ne délivre pas à sa sortie une image parfaite de la tension d'entrée. Ceci est évident en classe B et C. Considérons les amplificateurs en classe A. Un amplificateur

est constitué d'un certain nombre d'étages ; pour la discussion, prenons l'élément le plus simple, un étage constitué d'une triode avec une résistance comme charge.

La relation entre la tension d'entrée (grille) et la tension de sortie serait linéaire si les caractéristiques $I_p E_p$ étaient des droites parallèles et équidistantes pour des écarts égaux de la tension grille : nous savons qu'il n'en est rien. Lorsque nous avons établi les équations de fonctionnement des triodes, nous avons écrit :

$$i_p = g'_m \ e_g$$

Du fait de la courbure des caractéristiques il serait plus exact d'écrire :

$$I_p = I_{p_0} + i_p = a + b\ e_g + c\ e_g^2 + \cdots + n\ e_g^n \qquad (25)$$

Suivant le point de fonctionnement choisi, la résistance de charge, les coefficients c, d, ... n seront plus ou moins importants.

Supposons que :

$$e_g = E_m \cos \omega t$$

I_p sera donc représenté par une série en cos ωt, ... cos nωt.

On aura :

$$I_p = I_{p_0} + B_0 + B_1 \cos \omega t + \cdots + B_n \cos n\,\omega t \qquad (26)$$

Les coefficients de la série seront déterminés à partir de la caractéristique dynamique $I_p E_g$ de l'étage amplificateur. La détermination graphique des coefficients ne présente pas de difficulté majeure.

Ayant tracé à l'échelle :

$$e_g = E_m \cos \omega t$$

dans le plan $e_g t$, on prendra différentes valeurs de ωt qui permettront de déterminer les valeurs correspondantes du courant plaque. En

portant ces valeurs et celles de ωt dans l'équation (26), on obtiendra un système d'équations linéaires avec les B comme inconnues. Si on veut calculer p coefficients, il est évident qu'il faudra prendre p valeurs de ωt afin d'avoir p équations. On aura ainsi le $(p-1)^{ième}$ harmonique.

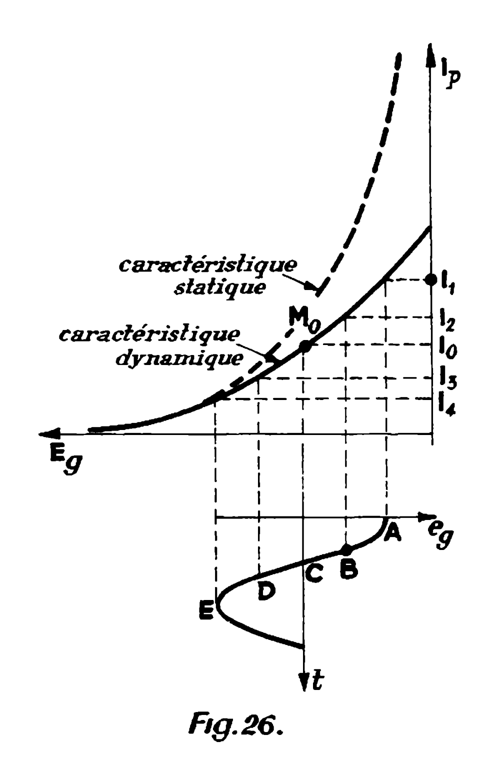


Fig.26.

Nous avons calculé les coefficients jusqu'au quatrième harmonique dans le cas suivant :

- Lampe 12 AT 7 (double triode, le calcul est fait pour un élément)
- Résistance de charge $R_L = 2.10^4 \Omega$
- Point de repos $E_{g_0} = -3$ V
- Tension d'alimentation $E_b = 250$ V

$$I_p = 2,3 + 0,46 + 2,36 \cos \omega t$$

$$+ 0,4 \cos 2\omega t + 0,03 \cos 3\omega t - 0,02 \cos 4\omega t$$

Tous les courants sont exprimés en milliampères; 2,3 est le courant de repos.

Le taux d'harmonique qui s'exprime en pour-cents est :

$$T_p = \left| \frac{B_p}{B_1} \right| \cdot 100$$

Ici nous aurons :

$$T_2 \# 15,3 \%$$

$$T_3 \# 1,1 \%$$

$$T_4 \# 0,7 \%$$

L'importance de l'harmonique 2 montre que la tension de sortie $R_L I_p$ s'éloignera sensiblement de la sinusoïde.

CHAPITRE XIII

GENERATEURS DE COURANT ALTERNATIF SINUSOÏDAL

A. - CIRCUITS OSCILLANTS RLC

a) Régime transitoire - Oscillations libres

Considérons le circuit de la figure 1, comprenant une self L, une capacité C et une résistance R en série. Un inverseur I permet de mettre le circuit aux bornes d'une source de f.e.m. E_0 ou de le fermer sur lui-même.

A l'instant t = 0, l'inverseur passe de la position 1 à la position 2. Si E_c désigne la tension aux bornes de la capacité, le courant qui circule dans le circuit sera :

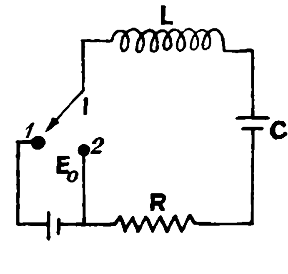


Fig.1.

$$i = C \frac{d E_c}{dt} \qquad (1)$$

L'application de la loi de Kirchhoff à la maille donnera :

$$LC \frac{d^2 E_c}{dt^2} + RC \frac{d E_c}{dt} + E_c = E_0$$

ou :

$$\frac{d^2}{dt^2}\left(E_c - E_0\right) + \frac{R}{L}\frac{d}{dt}\left(E_c - E_0\right) + \frac{1}{LC}\left(E_c - E_0\right) = 0 \qquad (2)$$

L'intégration de cette équation donnera :

$$E_c - E_0 = e^{-\frac{R}{2L}t}\left[A\, e^{t\sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{LC}}} + B\, e^{-t\sqrt{\left(\frac{R}{2L}\right)^2 - \frac{1}{LC}}}\right] \qquad (3)$$

Posons :

$$\frac{R}{2L} = \delta \ , \quad \frac{1}{LC} = \omega_0^2, \quad \chi = \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}$$

Nous trouverons l'expression du courant dans le circuit, en multipliant par C la dérivée de (3) :

$$i = C e^{-\delta t} \left[A e^{\chi t} (\chi - \delta) - B e^{-\chi t} (\chi + \delta) \right] \qquad (4)$$

Pour t = 0, i = 0 et la tension aux bornes de la capacité est nulle; par conséquent $\int i dt = 0$:

$$A + B = - E_0$$

donc :

$$(\chi - \delta) A - (\chi + \delta) B = 0$$

d'où les valeurs des constantes A et B :

$$A = - \frac{E_0}{2\chi} (\chi + \delta) \qquad B = - \frac{E_0}{2\chi} (\chi - \delta)$$

En portant ces valeurs dans l'équation (4) et en effectuant toutes les simplifications, nous trouverons finalement :

$$i = \frac{E_0}{2\chi L} e^{-\delta t} \left(e^{\chi t} - e^{-\chi t} \right) \qquad (5)$$

Posons :

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

1. χ réel, ce qui correspond à $R > 2\rho$; la variation du courant est apériodique :

$$i = \frac{E_0}{\chi L} e^{-\delta t} \, Sh \, \chi t$$

2. $\chi = 0$, c'est-à-dire $R = 2\rho$; nous sommes dans le cas de l'amortissement critique, la résistance critique étant précisément :

$$R = 2\rho$$

3. $R < 2\rho$; le discriminant est négatif.

Posons $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}$; on aura $\chi = j\omega$ et l'expression du courant deviendra :

$$i = \frac{E_0 \cdot e^{-\delta t}}{2j\,L\omega}\left(e^{j\omega t} - e^{-j\omega t}\right)$$

c'est-à-dire :

$$i = \frac{E_0}{L\omega} e^{-\delta t} \sin \omega t \qquad (6)$$

Le courant oscillera dans le circuit suivant une sinusoïde amortie (fig. 2) . La pulsation est légèrement différente de la pulsation propre du circuit. Dans la pratique, en général :

$$\omega_0 \gg \delta \quad \text{et} \quad \omega \# \omega_0$$

La pseudo-période est $\frac{2\pi}{\omega_0}$.

Le rapport de deux amplitudes maxima successives est alors :

$$\alpha = \frac{\frac{E_0}{L\,\omega_0} e^{-\delta t}}{\frac{E_0}{L\,\omega_0} e^{-\delta\left(t + \frac{2\pi}{\omega_0}\right)}}$$

$$\alpha = e^{\delta \frac{2\pi}{\omega_0}} \qquad (7)$$

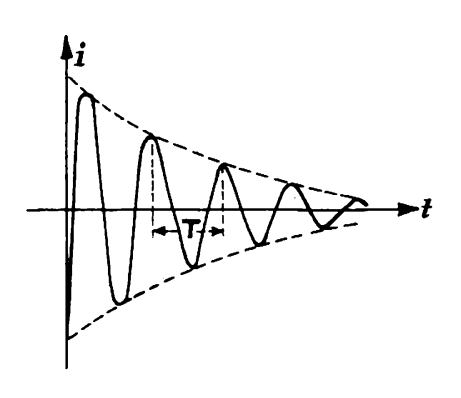


Fig.2.

Le décrément logarithmique sera défini par :

$$\lambda = \text{Log}\,\alpha = \delta \frac{2\pi}{\omega_0} = \delta T$$

Dans ces circuits, on introduit encore la notion de coefficient de surtension qui, en quelque sorte, caractérise le circuit. On l'appelle également qualité du circuit. Nous donnerons plus loin la justification du terme de coefficient de surtension. Ce coefficient, toujours désigné par Q, se définit de la façon suivante :

$$d = \frac{\lambda}{\pi} = \frac{\delta T}{\pi}$$

et :

$$Q = \frac{1}{d} = \frac{\pi}{\delta T} = \pi \frac{1}{\frac{R}{2L}} \cdot \frac{2\omega_0}{2\pi} = \frac{L\omega_0}{R}$$

compte tenu des relations :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \qquad \text{et} \qquad \rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$$

Nous aurons finalement :

$$Q = \frac{L\omega_0}{R} = \frac{1}{RC\omega_0} = \frac{\rho}{R} \tag{8}$$

b) Régime permanent - Oscillations forcées

Si le circuit précédent est alimenté à l'aide d'une source de courant alternatif de pulsation ω, il s'y établira un régime stationnaire. Soit :

$$E = E_m \cos \omega t$$

la tension aux bornes de la source. Le courant dans le circuit aura pour valeur :

$$i = \frac{E}{Z}$$

$$Z = R + j\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)$$

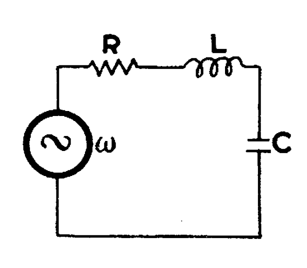


Fig.3.

$$i = E_m \cos \omega t \; \frac{R - j\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)}{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$$

qui s'écrira :

$$i = \frac{E_m}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}} \cos(\omega t - \varphi) \tag{9}$$

avec :

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R} \qquad \varphi = \mathrm{Arc\ tg}\,\frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}$$

Il y aura résonance si :

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

A la résonance, l'impédance est minimum et se réduit à la valeur de la résistance ohmique du circuit. Calculons dans ce cas les valeurs des tensions aux bornes de la self et de la capacité :

$$E_L = \frac{E}{R} \cdot L\,\omega_0 = E_m\,Q$$

$$I_{m\ rés} = \frac{E_m}{R}$$

$$E_C = \frac{E}{R} \cdot \frac{1}{C\,\omega_0} = E_m\,Q$$

On retrouve aux bornes de la self et de la capacité la tension maximum fournie par le générateur, multipliée par le coefficient Q défini plus haut, ce qui justifie sa qualification de coefficient de surtension. On voit donc que dans la construction de circuits RLC série pouvant entrer en résonance il faut prévoir des isolements capables de supporter ces surtensions qui peuvent être très importantes.

Phase bande passante

La figure 4 donne sur le même graphique les variations de l'amplitude maximum du courant et sa phase en fonction de la pulsation de la tension de la source.

A la résonance la phase est nulle puisque, comme nous l'avons vu, l'impédance dans ce cas est réelle et égale à la résistance ohmique du circuit.

Pour $\omega < \omega_0$, le déphasage est arrière ; le circuit se comporte à la limite comme un circuit RC. Par contre pour $\omega > \omega_0$, le déphasage est avant ; le circuit se comporte à la limite comme s'il n'y avait qu'une self et une résistance.

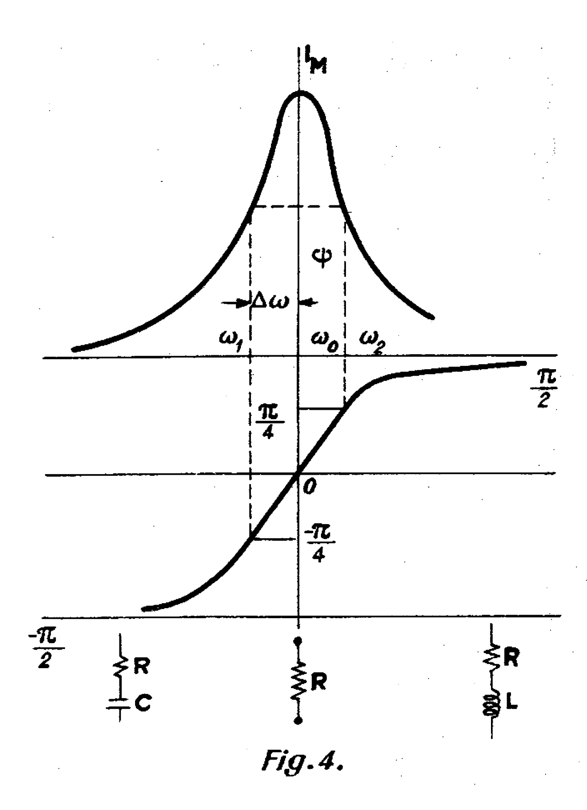


Fig. 4.

On appelle bande passante la zone de fréquences dans laquelle le rapport du courant maximum au courant maximum de résonance est supérieur à $\frac{1}{\sqrt{2}}$:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \leqslant \frac{I_m}{I_{m\ rés}} \leqslant 1$$

Calculons le rapport de ces deux courants; en tenant compte des définitions précédentes, nous aurons :

$$\frac{I_m}{I_{m\ rés}} = \frac{\dfrac{E_m}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \dfrac{1}{C\omega}\right)^2}}}{\dfrac{E_m}{R}}$$

$$= \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \dfrac{1}{C\omega}\right)^2}}$$

Compte tenu de $\frac{L\omega}{R} = Q$ et $\frac{1}{LC} = \omega_0^2$, on aura :

$$\frac{I_m}{I_{m\ rés}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2\left(1 - \dfrac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2}} \qquad (10)$$

Cherchons la zone de pulsations dans laquelle le rapport d'atténuation du courant maximum est A :

$$A = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2\left(1 - \dfrac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2}}$$

En posant $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$ et en négligeant dans le développement $(\Delta\omega)^2$ nous aurons successivement :

$$Q^2\left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right)^2 = \frac{1 - A^2}{A^2}$$

$$\frac{(\omega_0 + \Delta\omega)^2}{(\omega_0 + \Delta\omega)^2 - \omega_0^2} = \frac{A\,Q}{\sqrt{1 - A^2}}$$

En faisant $A = \frac{1}{\sqrt{2}}$:

$$\frac{2\,\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{Q - 1}$$

La bande passante étant définie pour $A = \frac{1}{\sqrt{2}}$, il viendra :

$$\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0} = \frac{1}{Q - 1} \qquad (11)$$

Or en général Q est grand et on peut au dénominateur du second membre négliger 1. Nous aurons donc :

$$\frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_0} = \frac{1}{Q} \qquad (12)$$

En portant dans l'expression de la phase $\omega = \omega_0 \pm \Delta\omega$:

$$\varphi = \text{Arc tg}\,\frac{L\omega - \frac{1}{C\omega}}{R}$$

nous trouverons qu'aux limites de la bande passante l'angle de déphasage est de :

$$\pm \frac{\pi}{4}$$

Au voisinage de la résonance, une faible variation de la pulsation entraîne des variations importantes d'amplitude. Ces variations en fonction de la pulsation sont d'autant plus importantes que le coefficient de surtension est plus élevé.

B. - OSCILLATEURS - GENERALITES

Nous avons vu qu'une impulsion appliquée aux bornes d'un circuit

RLC par exemple (fig. 3) donne naissance dans celui-ci à un courant sinusoïdal amorti. L'amortissement est d'autant plus rapide que les pertes Joule du circuit sont plus grandes. L'oscillation pourra être entretenue par un apport constant d'énergie extérieure compensant les pertes Joule. L'électronique permet la construction de générateurs de courant sinusoïdal de fréquence voulue. Ces générateurs ou oscillateurs sont constitués par un circuit oscillant placé soit dans le circuit de charge, soit dans le circuit de grille d'un amplificateur. L'apport d'énergie nécessaire à l'entretien se fera par une réaction convenablement choisie. Le schéma général d'un oscillateur correspond à celui de la figure 5.

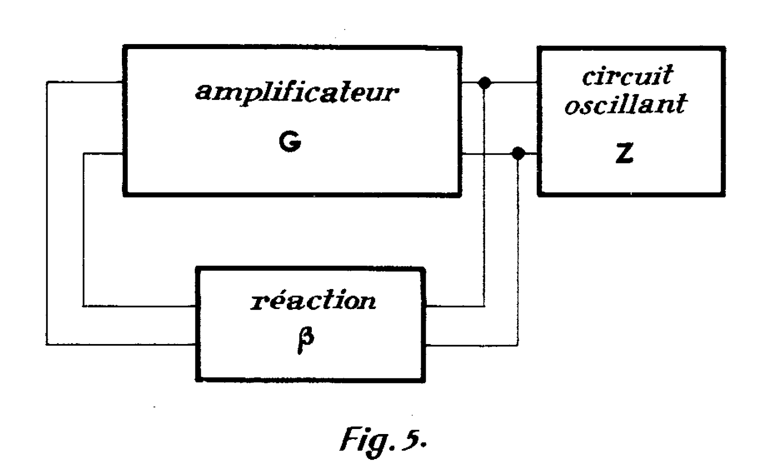


Fig. 5.

Stabilité des oscillateurs

Un des critères fondamentaux de tout appareil de mesure est sa stabilité. Dans le cas d'un oscillateur, il faut distinguer :

a) La stabilité de la tension de sortie;
b) La stabilité de la fréquence.

Ces deux grandeurs dépendent naturellement de tous les paramètres entrant dans le fonctionnement de l'appareil. La stabilité de la tension de sortie sera réalisée par l'emploi de sources de courant bien stables, de matériaux ne subissant pas de trop grandes variations sous l'effet de la température, ou par vieillissement, etc.

Nous envisagerons plus particulièrement la stabilité de la fréquence.

Considérons le schéma d'un oscillateur à réaction (fig. 5). Pour que dans le circuit un système d'ondes stationnaires puisse s'établir, il faut avoir entre les angles de phase la relation suivante :

$$\varphi_G + \varphi_\beta = 0 \tag{13}$$

φ_G désignant la phase grille anode

φ_β désignant la phase de la réaction.

Si pour une raison quelconque les phases varient de $\Delta\varphi_G$ et $\Delta\varphi_\beta$, pour que l'oscillation soit entretenue, on doit encore avoir la relation :

$$\varphi_G + \Delta\varphi_G + \varphi_\beta + \Delta\varphi_\beta = 0 \tag{14}$$

En tenant compte de la relation (13) ; on aura :

$$\Delta\varphi_G + \Delta\varphi_\beta = 0 \tag{15}$$

Les différentes phases dépendent de tous les paramètres $p_1, p_2 \ldots p_n$ définissant le fonctionnement du circuit et bien entendu de la pulsation ω. On écrira :

$$\left.\begin{aligned} \varphi_G &= \varphi_G\left(p_1, p_2 \ldots p_n, \omega\right) \\ \varphi_\beta &= \varphi_\beta\left(p_1, p_2 \ldots p_n, \omega\right) \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

La relation (15) devient alors :

$$\frac{\delta\varphi_G}{\delta\omega} \cdot \Delta\omega + \sum_1^n \frac{\delta\varphi_G}{\delta p_j} \Delta p_j + \frac{\delta\varphi_\beta}{\delta\omega} \cdot \Delta\omega + \sum_1^n \frac{\delta\varphi_\beta}{\delta p_j} \Delta p_j = 0 \tag{17}$$

la stabilité de fréquence du générateur étant définie par :

$$\eta = \left|\frac{\Delta\omega}{\omega}\right|$$

La relation (17) permettra d'avoir l'expression de la stabilité en fonction des divers paramètres du circuit :

$$\eta = \left|\frac{\Delta\omega}{\omega}\right| = \frac{\sum \frac{\delta\varphi_G}{\delta p_j} \Delta p_j + \sum \frac{\Delta\varphi_\beta}{\delta p_j} \Delta p_j}{\left[\frac{\delta\varphi_G}{\delta\omega} + \frac{\delta\varphi_\beta}{\delta\omega}\right]} \tag{18}$$

Le problème qui se pose alors est d'avoir η aussi petit que possible; on y arrivera soit en diminuant le numérateur, soit en augmentant le dénominateur. Les termes du numérateur font intervenir des paramètres concernant la qualité des matériaux utilisés, la stabilité de la source de courant continu, les effets thermiques, etc., dont il a été question plus haut. Au dénominateur interviennent les phases. Celle de l'amplificateur est constante. En donnant à :

$$\sigma = \omega \frac{\delta \varphi_\beta}{\delta \omega}$$

la valeur maximum possible, on réduira η , c'est-à-dire qu'on améliorera la stabilité. Dans le cas d'un oscillateur LC par exemple (fig. 6) , φ_β varie comme la phase du circuit RLC :

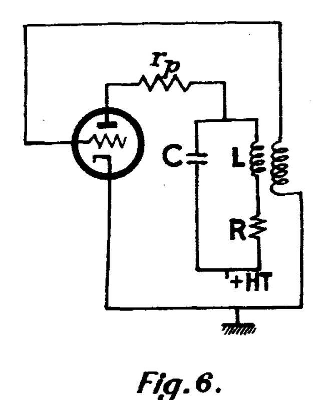


Fig. 6.

$$Z = \frac{R + jL\omega}{\left(1 - LC\,\omega^2\right) + j\,RC\omega}$$

$$Z = \frac{(R + jL\omega)\left[\left(1 - LC\omega^2\right) - j\,RC\omega\right]}{\left(1 - LC\,\omega^2\right)^2 + R^2\,C^2\,\omega^2}$$

d'où :

$$\operatorname{tg} \varphi_\beta = \frac{C\,\omega}{R}\left(R^2 + L^2\,\omega^2\right) - \frac{L\,\omega}{R}$$

Au voisinage de la résonance, le circuit se comporte comme une impédance réelle. On peut confondre l'arc et la tangente :

$$\left|\varphi_\beta\right| \# \frac{C\,\omega}{R}\left[R^2 + L^2\,\omega^2\right] - \frac{L\,\omega}{R} \tag{19}$$

En tenant compte des relations :

$$\frac{L\,\omega}{R} = Q = \frac{1}{RC\,\omega} \qquad \omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

nous trouverons finalement :

$$\left|\sigma\right| = \frac{\delta}{\delta\omega}\left|\varphi\right| = \frac{1}{Q} + 2\,Q$$

et si Q est grand :

$$\sigma \# 2\,Q \tag{20}$$

La stabilité sera d'autant plus grande que Q sera élevé.

C. - QUELQUES OSCILLATEURS TYPES

a) Oscillateur à couplage inductif

Considérons une bobine d'inductance L et de résistance ohmique r, en parallèle avec une capacité C, placées dans le circuit plaque d'une triode. La bobine L constitue le primaire d'un transformateur. Une extrémité du secondaire est reliée à la masse (pôle moins de la source d'alimentation), l'autre à la grille (fig. 7).
Nous désignerons par M le coefficient d'induction mutuelle des deux bobines. Appliquons la loi de Kirchhoff à la maille LCr :

$$L\frac{di}{dt} + ri = \frac{1}{C}\int\left(i_p - i\right)dt \tag{21}$$

ou :

$$LC\frac{d^2i}{dt^2} + rC\frac{di}{dt} + i = i_p \tag{22}$$

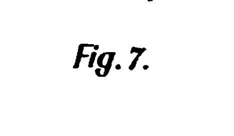


Fig. 7.

Or dans une triode nous avons la relation :

$$i_p = \frac{1}{r_p}\left(e_p + \mu\, e_g\right) \tag{23}$$

r_p étant la résistance intérieure de la lampe, ici :

$$\left.\begin{aligned} e_p &= L\frac{di}{dt} + ri \\ e_g &= -M\frac{di}{dt} \end{aligned}\right\} \tag{24}$$

En portant ces valeurs dans l'équation (23) il vient :

$$i_p = \frac{1}{r_p}\left[L\frac{di}{dt} + ri - \mu\, M\frac{di}{dt}\right] \tag{25}$$

En remplaçant dans (22) i_p par sa valeur, on aura :

$$LC \frac{d^2 i}{dt^2} + LC \frac{di}{dt} + i = \frac{i}{r_p} \left[L \frac{di}{dt} + ri - \mu M \frac{di}{dt} \right]$$

ou :

$$LC \frac{d^2 i}{dt^2} + \left[rC - \frac{L - \mu M}{r_p} \right] \frac{di}{dt} + \left(1 - \frac{r}{r_p} \right) i = 0$$

$\frac{r}{r_p}$ est négligeable; en effet, la résistance ohmique de la bobine est tout au plus de l'ordre de 200 ou 300 ohms, tandis que la résistance intérieure de la lampe est en moyenne de l'ordre de 10 000 ohms. Dans ces conditions, l'équation de fonctionnement du système deviendra :

$$LC \frac{d^2 i}{dt^2} + \left[rC - \frac{L - \mu M}{r_p} \right] \frac{di}{dt} + i = 0 \qquad (26)$$

Le circuit sera le siège d'une oscillation sinusoïdale si le coefficient d'amortissement :

$$rC - \frac{L - \mu M}{r} \leqslant 0$$

La fréquence propre du circuit est :

$$\omega \# \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

Nous ne pouvons aborder ici le détail des circuits d'utilisation des générateurs. Notons cependant qu'avec un circuit LC il est difficile d'obtenir des générateurs à fréquences variables dans une gamme relativement étendue et surtout aux basses fréquences. En effet, la relation :

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

conduit à des valeurs de L ou de C prohibitives. A titre d'exemple, considérons un circuit LC dans lequel on fixe L = 1 H et on fait varier C afin d'obtenir des variations de la fréquence entre 10 Hz et 10 000 Hz; on aura :

$f_1 = 10$ Hz $\quad \omega_1 = 20\pi \quad C_1 = \frac{1}{4\pi^2\, 10^2} = 2,5.10^{-4}$

$f_2 = 10\,000$ Hz $\quad \omega_2 = 20\,000\,\pi \quad C_2 = \frac{1}{4\pi^2\, 10^8} = 2,5.10^{-10}$

Un condensateur variable ayant ces caractéristiques est irréalisable pratiquement. On utilise pour la construction de générateurs LC à fréquences variables B.F. le phénomène de battements, le schéma général correspondant à celui de la figure 8.

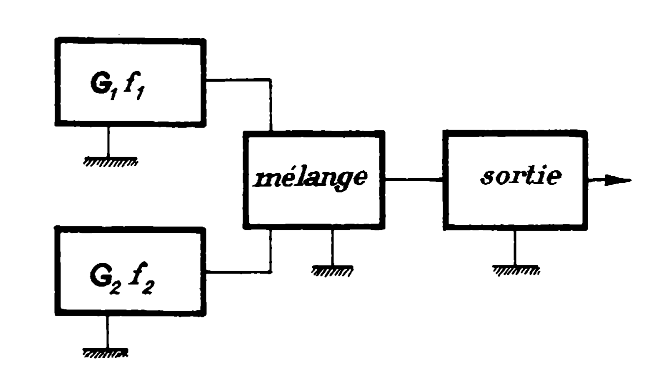


Fig. 8.

Un premier générateur G_1 bat à une fréquence fixe f_1, le générateur G_2 à une fréquence variable entre f_1 et f_2. La composition des deux tensions :

$$e_1 = E_1 \sin\left(\omega_1 t + \varphi_1\right)$$

$$e_2 = E_2 \sin\left(\omega_2 t + \varphi_2\right)$$

donne naissance à une tension e comprenant les pulsations :

$$n\,\omega_1 + m\,\omega_2 \qquad \text{(n et m entiers)}$$

Par l'emploi de filtres convenablement choisis, il est possible d'en éliminer tous les harmoniques et de ne garder que la pulsation :

$$\omega_1 - \omega_2$$

On aura à la sortie :

$$e = E \sin\left(\omega t + \varphi\right)$$

On voit que par ce procédé pour un :

$$\frac{\Delta f}{f}$$

relativement petit on peut réaliser des gammes étendues de variation

de fréquences et aussi descendre à des fréquences très basses. Par exemple, pour f_1 = 200 000 Hz et :

$$\frac{\Delta f_2}{f_2} = 10\ \%$$

facile à réaliser, on aura un générateur couvrant la gamme de 0 à 20 000 Hz.

L'étage mélangeur peut être réalisé de différentes façons et plus particulièrement avec une lampe à deux grilles de commande isolées l'une de l'autre par un écran.

b) Oscillateur Hartley

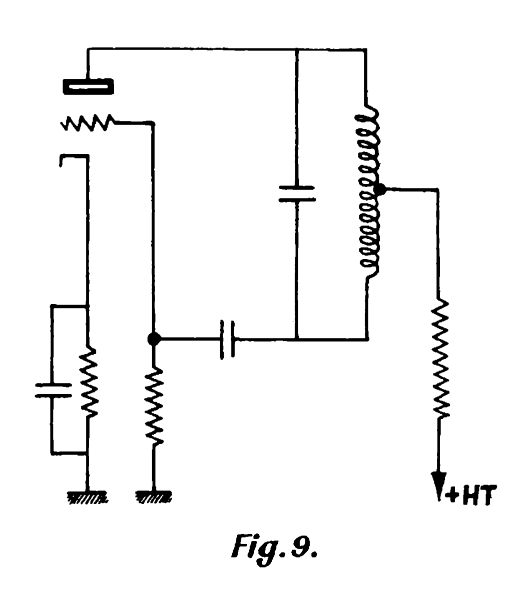


Fig. 9.

La figure 9 donne le schéma d'un autre type de générateur LC, le générateur Hartley. Son fonctionnement est facile à comprendre. Il existe une multitude de variantes possibles de l'agencement des circuits, chacun présentant ses avantages et ses inconvénients. Le choix du schéma sera naturellement dicté par la destination de l'appareil.

c) Oscillateur à glissement de phase

Un type d'oscillateur très couramment employé surtout dans le cas de fréquences fixes est l'oscillateur à glissement de phase (phase shift).

On utilise ici un étage amplificateur et une réaction plaque-grille. Pour que les oscillations naissantes soient entretenues, il est nécessaire que la variation grille et la variation réinjectée soient en phase. Si l'amplificateur introduit un déphasage :

$$\varphi_G = n\pi$$

le circuit de réaction doit introduire un déphasage :

$$\varphi_\beta = m\pi$$

tel que :

$$m + n = 2p$$

On utilise en général un amplificateur à un étage et un circuit de réaction introduisant un déphasage de π . Les circuits de réaction utilisés ont la forme donnée par la figure 10.

Il est indispensable que l'un des types d'éléments soit réel, l'autre étant imaginaire, par exemple A réel B imaginaire ou inversement. On ne peut donc avoir que quatre types de circuits (fig. 11 a, b, c, d).

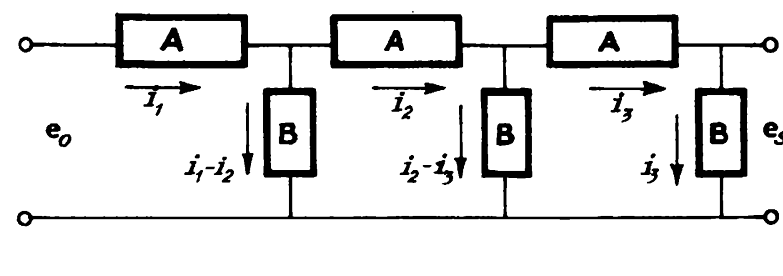


Fig.10.

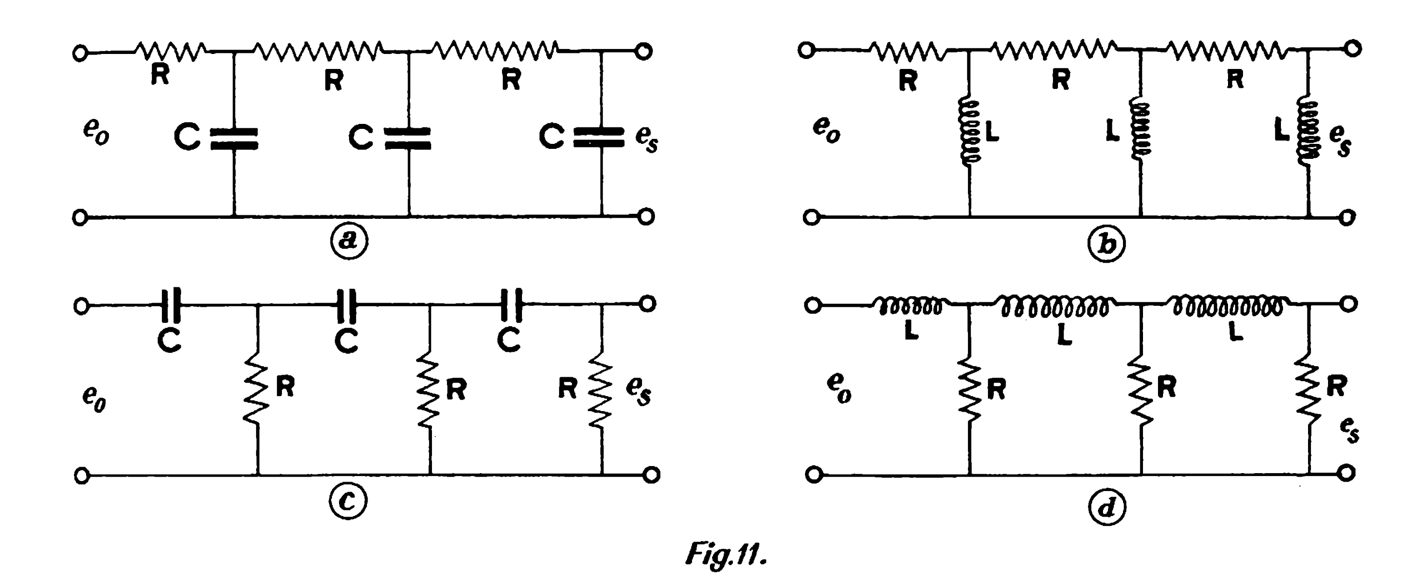


Fig.11.

Pratiquement on emploie toujours des circuits à trois cellules à éléments identiques. Le calcul montre qu'il n'est pas possible d'obtenir le déphasage de π avec deux cellules.

Cherchons les conditions d'entretien. La figure 10 permet d'écrire :

$$\begin{cases} (A + B)\ i_1 - B\ i_2 = e_0 \\ - B\ i_1 + (A + 2B)\ i_2 - B\ i_3 = 0 \\ - B\ i_2 + (A + 2B)\ i_3 = 0 \end{cases}$$

$$T = \frac{e_s}{e_0} = B\,i_3 = \frac{B^3}{A^3 + 5\,A^2 B + 6\,AB^2 + B^3} \qquad (27)$$

Posons $K = \frac{A}{B}$; K est un imaginaire :

$$T = \frac{1}{K^3 + 5\,K^2 + 6\,K + 1} = \frac{1}{X + j\,Y}$$

$$X = 5\,K^2 + 1$$

$$Y = K^3 + 6\,K$$

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \frac{K^3 + 6\,K}{5\,K^2 + 1}$$

Le déphasage est de π si :

$$K^3 + 6\,K = 0$$

c'est-à-dire :

$$K = \pm j\,\sqrt{6} \qquad (28)$$

K, rapport d'une impédance réelle et d'une impédance imaginaire, est de la forme $\alpha\,\omega$; la condition (28) renferme également la condition de fréquence.

Condition d'entretien

Le gain total de la boucle amplificateur-circuit de réaction est :

$$G_r = \frac{G}{1 - G\,\beta}$$

La condition d'entretien est $G\,\beta = 1$; or β n'est autre que T (27); donc :

$$T\,G = 1$$

En portant $K = \pm j\,\sqrt{6}$ dans l'expression de T, on trouvera :

$$T = -\frac{1}{29} \qquad (29)$$

et :

$$G = -29 \qquad (29')$$

Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques des quatre circuits (fig. 11 a, b, c, d) .

Circuit / Coefficient	a	b	c	d
A	R	$\frac{1}{jC\omega}$	R	$jL\omega$
B	$\frac{1}{jC\omega}$	R	$jL\omega$	R
K	$jRC\omega$	$\frac{1}{jRC\omega}$	$\frac{R}{jL\omega}$	$j\frac{L\omega}{R}$
ω	$\frac{\sqrt{6}}{RC}$	$\frac{1}{\sqrt{6}\,RC}$	$\frac{R}{L}\ \frac{1}{\sqrt{6}}$	$\frac{R}{L}\ \sqrt{6}$

La figure 12 donne un schéma type d'un oscillateur de ce genre.

Avec les oscillateurs à glissement de phase il n'est pas très aisé d'obtenir des variations de fréquences. En effet, il faut faire varier simultanément trois éléments (potentiomètres triples, capacités variables à trois cages) .

La tension délivrée par les oscillateurs à glissement de phase n'est pas très pure. La distorsion harmonique y est importante et ce d'autant plus que le gain s'écarte de - 29.

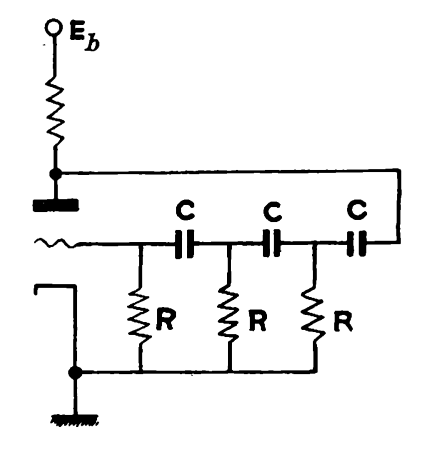


Fig.12.

d) Oscillateur à réaction RC

Considérons un amplificateur à deux étages (fig. 13) . Soient G son gain, e_0 la tension d'entrée et e_s la tension de sortie. Nous pouvons écrire :

$$e_s = G\, e_0 \qquad (30)$$

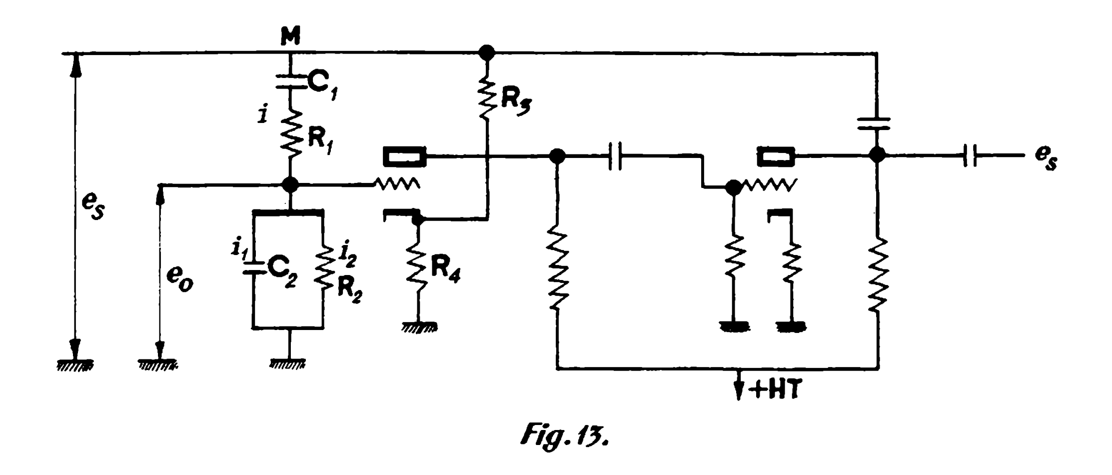


Fig. 13.

Or, entre le point M et la masse, nous avons :

$$e_s = G\,e_0 = R_1 i + \frac{1}{C_1}\int idt + e_0 \tag{31}$$

$$(G - 1)\,e_0 = R_1 i + \frac{1}{C_1}\int idt \tag{32}$$

D'autre part :

$$i = i_1 + i_2$$

$$i_2 = \frac{e_0}{R_2} \tag{33}$$

$$e_0 = \frac{1}{C_2}\int i_1\,dt \qquad \text{et} \qquad i_1 = C\,\frac{d\,e_0}{dt} \tag{34}$$

$$i = i_1 + i_2 = \frac{e_0}{R_2} + C_2\,\frac{d\,e_0}{dt} \tag{35}$$

En portant ces valeurs dans l'équation (32), on aura :

$$(G - 1)\;e_0 = R_1\left(\frac{e_0}{R_2} + C_2\,\frac{d\,e_0}{dt}\right) + \frac{1}{C_1}\left[\int\left(\frac{e_0}{R_2} + C_2\,\frac{d\,e_0}{dt}\right)dt\right]$$

ou :

$$e_0\left[\frac{R_1}{R_2} - (G - 1)\right] + R_1 C_2 \frac{d e_0}{dt} + \frac{1}{C_1}\left[\int\left(\frac{e_0}{R_2} + C_2 \frac{d e_0}{dt}\right) dt\right] = 0 \quad (36)$$

Dérivons par rapport à t :

$$R_1 C_2 \frac{d^2 e_0}{dt^2} + \left[\frac{R_1}{R_2} - G + 1\right]\frac{d e_0}{dt} + \frac{1}{C_1}\left[\frac{e_0}{R_2} + C_2 \frac{d e_0}{dt}\right] = 0$$

En ordonnant les termes il viendra :

$$R_1 C_2 \frac{d^2 e_0}{dt^2} + \left[\frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} - G + 1\right]\frac{d e_0}{dt} + \frac{e_0}{R_2 C_1} = 0 \quad (37)$$

Posons :

$$R_1 R_2 C_2 = L$$

$$R_2\left[\frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} - G + 1\right] = R'$$

$$C_1 = C'$$

L'équation (37) devient :

$$L \frac{d^2 e_0}{dt^2} + R' \frac{d e_0}{dt} + \frac{e_0}{C'} = 0 \quad (38)$$

équation classique bien connue. La fréquence d'oscillation sera :

$$f = \frac{\omega}{2\pi} = \frac{1}{2\pi \sqrt{LC}} = \frac{1}{2\pi \sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}} \quad (39)$$

Si la condition d'entretien, c'est-à-dire $R' = 0$, est remplie :

$$\frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} - G + 1 = 0$$

d'où :

$$G = \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} + 1 \quad (40)$$

Dans la pratique, lorsqu'on construit ce genre d'oscillateur, on prend :

$$R_1 = R_2 = R$$

$$C_1 = C_2 = C$$

On aura alors :

$$f = \frac{1}{2\ RC} \quad (41)$$

et :

G = 3, gain théorique minimum

La fréquence d'oscillation peut varier dans de très larges limites en agissant soit sur R, soit sur C. Mais en réalité, comme :

$$R = \sqrt{R_1\ R_2}$$

$$C = \sqrt{C_1\ C_2}$$

il faut obtenir des variations simultanées des deux résistances ou des deux capacités. La réalisation pratique de ce système ne présente aucune difficulté par l'emploi d'un potentiomètre double ou de capacités variables à double cage. L'appareil comportera plusieurs gammes de fréquences obtenues par commutation de capacités par exemple, les variations entre les limites des gammes étant obtenues en agissant sur les résistances.

On peut arriver aux mêmes équations de fonctionnement par un raisonnement tout différent. Appelons e_r la tension d'entrée résultant de la réaction et soit β le taux de réaction positive sur la grille. Suivant les notations de la figure 10, nous pouvons écrire :

$$\frac{e_0}{e_s} = \frac{\dfrac{R_2}{1 + j R_2 C_2 \omega}}{\dfrac{R_2}{1 + j R_2 C_2 \omega} + \left(R_1 + \dfrac{1}{j C_1 \omega} \right)}$$

$$= \frac{R_2}{R_2 + \left(1 + j R_2 C_2 \omega \right) \left(R_1 + \dfrac{1}{j C_1 \omega} \right)} \qquad (42)$$

Comme d'autre part :

$$G_r = \frac{G}{1 - G \beta}$$

G étant le gain de l'amplificateur sans réaction et G_r étant très grand, $G \beta$ est voisin de 1. L'erreur n'est pas grande si on prend :

$$G \beta = 1 \qquad (43)$$

En combinant (42) et (43) et en séparant les parties réelles des parties imaginaires, nous retrouverons les relations (40) et (39) :

$$G = \frac{R_1}{R_2} + \frac{C_2}{C_1} + 1 \qquad f = \frac{1}{2 \pi} \frac{1}{\sqrt{R_1 R_2 C_1 C_2}}$$

Pour l'étude de la stabilité, de la relation (42) nous tirerons :

$$\mathrm{tg}\, \varphi = \frac{1 - R^2 C^2 \omega^2}{3 RC \omega}$$

$$\varphi = \mathrm{Arc\ tg} \frac{1 - R^2 C^2 \omega^2}{3 RC \omega} \qquad (44)$$

avec $R_1 = R_2 = R$, $C_1 = C_2 = C$.

$$\sigma = \omega \left| \frac{\delta \varphi}{\delta t} \right| = \frac{3 RC \omega \left(R^2 C^2 \omega^2 + 1 \right)}{R^4 C^4 \omega^4 + 7 R^2 C^2 \omega^2 + 1}$$

Au voisinage du point de fonctionnement :

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{RC}$$

on trouve $\sigma = \frac{2}{3}$.

La stabilité est très mauvaise. On l'améliorera en introduisant une réaction négative sur la cathode de la lampe d'entrée. La réaction négative tend à s'opposer aux fluctuations de la tension grille.

Soit β' le taux de la réaction sur la cathode réalisée à l'aide du diviseur de tension $R_3 R_4$ (fig. 13). La tension effectivement appliquée à la grille est :

$$e_{gk} = e_g - e_k$$

$$e_{gk} = e_g - \beta' e_s$$

d'où :

$$\beta' = \frac{e_g}{e_s} - \frac{e_{gk}}{e_s} \qquad (45)$$

Or e_g n'est autre que la tension entre la grille et le moins de la source, que nous avons appelé e_0, et :

$$\frac{e_{gk}}{e_s} = \frac{1}{G}$$

La relation (42) permet de calculer :

$$\frac{e_g}{e_s} = \frac{e_0}{e_s}$$

en y portant $R_1 = R_2 = R$, $C_1 = C_2 = C$ et $\omega = \frac{1}{RC}$:

$$\frac{e_g}{e_s} = \frac{R}{3R + j\left(R^2 C \omega - \frac{1}{C\omega}\right)} = \frac{1}{3}$$

donc β' :

$$\beta' = \frac{1}{3} - \frac{1}{G}$$

Comme en général G est grand on peut négliger $\frac{1}{G}$. Il restera :

$$\beta' = \frac{1}{3}$$

On montre dans ces conditions que $\sigma = \frac{2}{3} G$. La stabilité sera d'autant meilleure que σ, c'est-à-dire que G, sera plus grand.

On réalise pratiquement la réaction négative de cathode à l'aide du diviseur de tension $R_3 R_4$. On aura donc :

$$\beta' = \frac{R_4}{R_3 + R_4}$$

d'où :

$$R_3 = 2 R_4$$

Afin d'avoir une autorégulation du circuit, on introduit soit une résistance R_4 à coefficient de température positif, soit une résistance R_3 à coefficient de température négatif. Dans les deux cas, une augmentation de e_s entraînant dans le circuit $R_3 R_4$ une augmentation de courant entraînera un accroissement de β' s'opposant à la variation de e_s.

Les oscillateurs RC sont particulièrement indiqués lorsqu'on veut avoir de basses fréquences et de larges gammes de variations.

e) Etage de sortie d'un oscillateur

En général, la sortie d'un oscillateur ne se fait pas directement sur la plaque de la dernière lampe du système. En effet, ces appareils ne sont pas toujours destinés à débiter dans une impédance fixe, d'une part pour éviter l'influence que pourrait avoir le circuit d'utilisation sur le fonctionnement de l'oscillateur et d'autre part pour avoir une certaine puissance à la sortie; celle-ci se fera à travers

un étage de puissance débitant dans le primaire d'un transformateur. Nous ne pouvons ici discuter le détail des étages de sortie. Dans le cas où l'oscillateur est à fréquence fixe, la charge de la lampe de puissance sera constituée par le primaire du transformateur accordé sur la fréquence d'oscillation (fig. 14). Plusieurs impédances de sortie peuvent être prévues, ainsi que la possibilité d'une tension de sortie variable. On montre que la puissance est maximum si la lampe fonctionne dans la zone des courants grille.

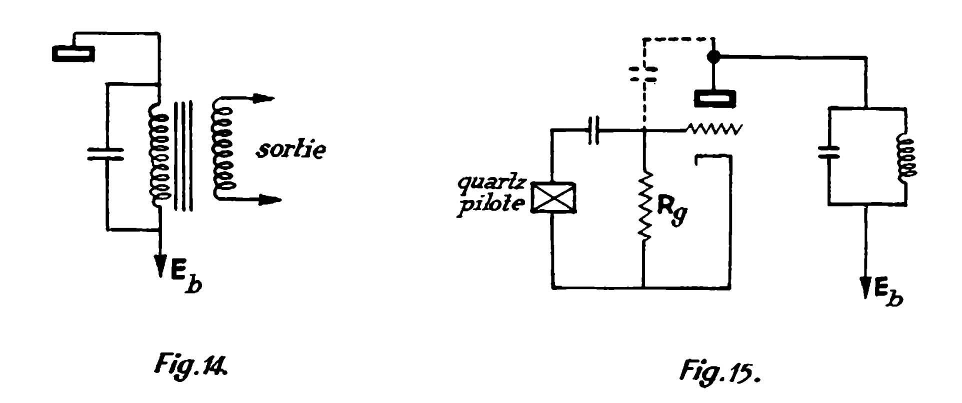


Fig. 14. Fig. 15.

Enfin, dans le cas où on veut avoir des oscillateurs avec des fréquences rigoureusement connues et stables, on aura recours aux oscillateurs à quartz piézo-électrique pilote. La fréquence du quartz peut être déterminée avec sept chiffres significatifs. Le schéma d'un tel oscillateur correspond à celui de la figure 15. Bien entendu, il ne peut s'agir là que d'oscillateurs à fréquence fixe.

CHAPITRE XIV

BASCULES

A. - MULTIVIBRATEURS

Fonctionnement du multivibrateur de Bloch-Abraham

Le multivibrateur de Bloch-Abraham ou bascule astable (fig. 1) est un générateur de courant ayant une forme d'onde rectangulaire. L'ensemble constitue un amplificateur à deux étages dont la plaque de sortie est reliée à la grille d'entrée (réaction positive de taux β) (fig. 2).

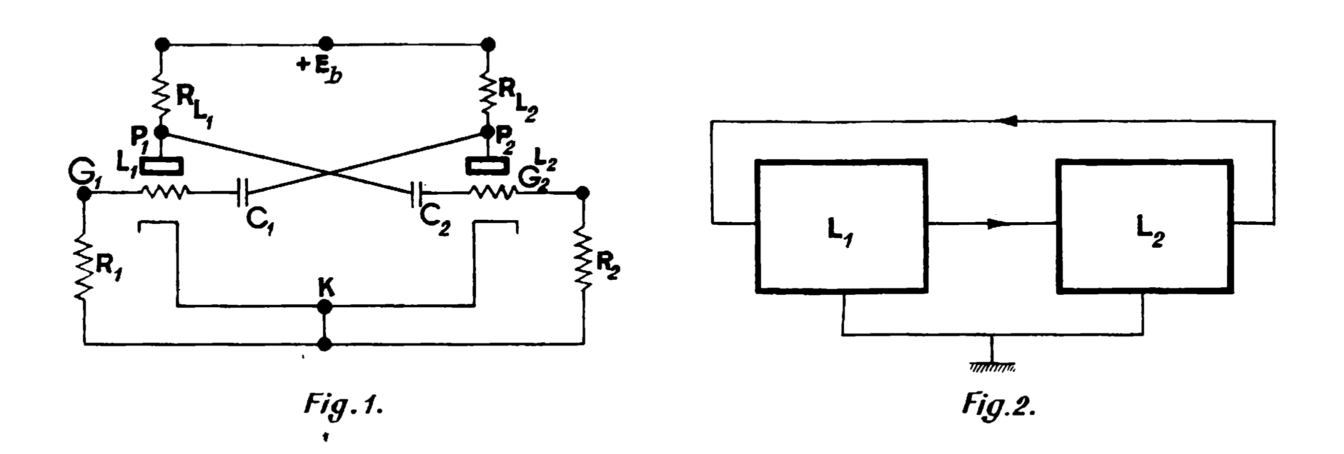


Fig. 1. Fig. 2.

Pour qu'un système d'ondes stationnaires puisse s'établir dans le circuit plusieurs conditions doivent être réalisées. En faisant abstraction de la réaction, considérons le schéma équivalent de l'étage amplificateur constitué par une lampe (fig. 3) ; R_2 désigne l'ensemble des résistances branchées à la suite du condensateur C_2 :

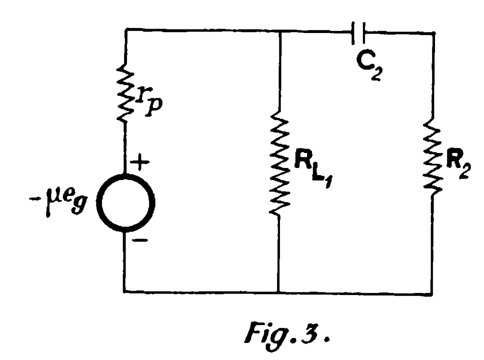


Fig. 3.

1. Pour que le gain de l'étage ne soit pas trop affecté par la présence de R_2 ou par ses variations

éventuelles, il est nécessaire que l'on ait $R_2 \gg R_L$; cette condition étant remplie, le gain de l'étage sera approximativement :

$$G_1 = -\mu_1 \frac{R_{L_1}}{R_{L_1} + r_{p_1}}$$

2. Nous avons vu au sujet des générateurs à courant alternatif (chapitre XIII) que, pour qu'un système d'ondes stationnaires puisse s'établir dans un circuit à réaction, il faut réaliser la condition :

$$\varphi_\beta + \varphi_G = 0$$

Supposons qu'à l'instant initial le point de repos de L_1 soit en **M** sur la caractéristique (fig. 4), et supposons qu'il s'y produise une variation quelconque $\left(+ e_{g_1}\right)$. Il s'ensuivra tout un ensemble de variations dans le circuit complet. La variation $\left(+ e_{g_1}\right)$ entraînera en premier lieu une variation $\left(- e_{p_1}\right)$ sur la plaque de la lampe :

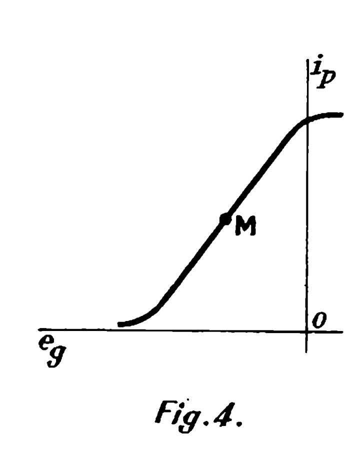


Fig.4.

$$\left(- e_{p_1}\right) = \frac{\mu_1 R_{L_1}}{r_{p_1} + R_{L_1}} e_{g_1} \qquad (1)$$

Le diviseur de tension $C_2 R_2$ transmettra une fraction $\left(- e_{g_2}\right)$ de $\left(- e_{p_1}\right)$ à la grille de la lampe L_2 :

$$\left(- e_{g_2}\right) = \left(- e_{p_1}\right) \frac{R_2}{R_2 + \frac{1}{j C_2 \omega}} \qquad (2)$$

$\left(- e_{g_2}\right)$ provoque à son tour sur la plaque de L_2 une variation $\left(+ e_{p_2}\right)$

$$\left(+ e_{p_2}\right) = \frac{- \mu_2 R_{L_2}}{r_{p_2} + R_{L_2}} \left(- e_{g_2}\right) \qquad (3)$$

Le diviseur de tension $C_1 R_1$ transmettra une fraction $\left(+ e'_{g_1}\right)$ de e_{p_2} sur la grille de la lampe L_1 :

$$\left(+ e'_{g_1}\right) = \left(+ e_{p_2}\right) \frac{R_1}{R_1 + \frac{1}{j C_1 \omega}} \qquad (4)$$

En réunissant les expressions (1), (2), (3) et (4), on trouvera :

$$\left(+ e'_{g_1}\right) = \frac{R_1}{R_1 + \frac{1}{j C_1 \omega}} \cdot \frac{-\mu_2 R_{L_2}}{r_{p_2} + R_{L_2}} \cdot \frac{R_2}{R_2 + \frac{1}{j C_2 \omega}} \cdot \frac{-\mu_1 R_{L_1}}{r_{p_1} + R_{L_1}} \left(+ e_{g_1}\right) \qquad (5)$$

e'_{g_1} et e_{g_1} ont le même signe.

$$\frac{e'_{g_1}}{e_{g_1}} = \frac{\mu_1 \mu_2 R_{L_1} R_{L_2}}{\left(r_{p_1} + R_{L_1}\right)\left(r_{p_2} + R_{L_2}\right)} \cdot \frac{R_1}{R_1 + \frac{1}{j C_1 \omega}} \cdot \frac{R_2}{R_2 + \frac{1}{j C_2 \omega}} \qquad (6)$$

Pour que l'entretien soit possible, il faut que e_{g_1} et e'_{g_1} soient en phase. Cette phase est la même que celle de l'expression :

$$A = \frac{R_1}{R_1 + \frac{1}{j C_1 \omega}} \cdot \frac{R_2}{R_2 + \frac{1}{j C_2 \omega}} \qquad (7)$$

d'où l'on tirera :

$$\text{tg } \varphi_A = - \frac{R_1 C_1 + R_2 C_2}{1 - R_1 R_2 C_1 C_2 \omega^2} \qquad (8)$$

Le déphasage est pratiquement nul si le dénominateur de (8) est très grand; dans ces conditions, on pourra négliger 1 dans le dénominateur et on aura l'expression simplifiée :

$$\text{tg } \varphi_A = \frac{1}{R_1 C_1 \omega} + \frac{1}{R_2 C_2 \omega} \qquad (9)$$

La condition est donc réalisée si :

$$R_1 C_1 \gg \frac{1}{\omega} \qquad \text{et} \qquad R_2 C_2 \gg \frac{1}{\omega}$$

Désignons par τ_1 et τ_2 les constantes de temps des deux circuits de liaison plaque-grille; on aura une des conditions nécessaires à l'entretien :

$$\tau_1 \gg \frac{1}{\omega} \qquad \tau_2 \gg \frac{1}{\omega} \tag{10}$$

Il pourra donc y avoir entretien si les constantes de temps des circuits de liaison sont très grandes par rapport à la période du phénomène. Cette condition entraîne des valeurs de capacités de liaison relativement grandes qui transmettront pratiquement sans déphasage des variations rapides se produisant dans le circuit plaque d'une lampe à la grille de l'autre lampe.

Il est possible d'arriver aux mêmes conclusions par un raisonnement qualitatif très simple. Dans chacune des lampes, une variation de la tension grille se retrouve dans le circuit plaque avec un déphasage de π. La variation e'_{g_1} résulte de e_{g_1} après passage dans deux lampes. Si donc elle n'a subi aucun déphasage autre que celui introduit par les lampes, elle sera en phase avec e_{g_1}. Il s'ensuit que les deux circuits de liaison ne doivent introduire aucun déphasage, c'est-à-dire que leurs constantes de temps doivent être très grandes par rapport à la période du phénomène, et on retrouve la condition (10).

3. La condition d'entretien établie est nécessaire, mais non suffisante. Pour que le phénomène puisse s'entretenir, il faut aussi que e'_{g_1} ne tende pas vers 0.

L'expression (6) s'écrira :

$$\frac{e'_{g_1}}{e_{g_1}} = G_1 G_2 . A$$

Par conséquent on doit avoir :

$$G_1 G_2 A > 1 \tag{11}$$

condition qui sera réalisée si les gains sont élevés, c'est-à-dire si $R_L > r_p$ d'une façon générale.

4. Dans tout ce qui précède, nous avons admis que le déphasage introduit par la lampe était de π, c'est-à-dire que nous avons négligé l'ensemble des capacités interélectrodes et parasites C' (fig. 5). Cette hypothèse cesse d'être valable pour des phénomènes à fréquences élevées.

Nous aurons :

$$e_p = -\mu e_g \frac{\dfrac{R_L}{R_L + \dfrac{1}{j C'\omega}}}{r_p + \dfrac{R_L}{R_L + \dfrac{1}{j C'\omega}}}$$

Fig. 5.

$$e_p = -\mu e_g \frac{R_L}{r_p + R_L + j r_p R_L C'\omega}$$

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L} . C'\omega$$

En appelant τ_L la constante de temps réelle du circuit plaque :

$$\tau_L = \frac{r_p R_L}{r_p + R_L} C' \qquad (12)$$

$$\mathrm{tg}\,\varphi = \tau_L \omega$$

Pour qu'il n'y ait pas de déphasage appréciable il faut donc que :

$$\tau_L \omega \ll 1$$

$$\tau_L \ll \frac{1}{\omega}$$

Les différentes conditions peuvent donc être résumées :

$$\left.\begin{array}{c} \tau_L \ll \frac{1}{\omega} \ll \tau \\ R_L > r_p \\ R_{L_1} \ll R_2 \qquad R_{L_2} \ll R_1 \end{array}\right\} \qquad (13)$$

τ désigne la constante de temps du circuit de liaison entre deux étages.

Description qualitative du phénomène

Pour simplifier, nous supposerons le montage symétrique, c'est-à-dire que les deux lampes sont identiques ainsi que les circuits de charge et de liaisons :

$$R_{L_1} = R_{L_2} = R_L \qquad r_{p_1} = r_{p_2} = r_p$$

$$R_1 = R_2 = R \qquad C_1 = C_2 = C$$

$$C'_1 = C'_2 = C' \qquad \mu_1 = \mu_2 = \mu$$

Supposons qu'à l'instant t = 0, les deux points de repos soient confondus en M (fig. 6) . On est alors en présence d'un équilibre instable. Supposons qu'une légère variation $\left(+ e_{g_1}\right)$ se produise en G_1; cette variation entraînera une variation $\left(+ i_{p_1}\right)$ qui, à son tour, provoquera sur la plaque de la lampe l'apparition d'une impulsion négative $\left(- e_{p_1}\right)$ sans retard puisque la constante de temps du circuit est très petite. Le potentiel du condensateur de liaison varie beaucoup plus lentement que celui d'une plaque du fait de la relation :

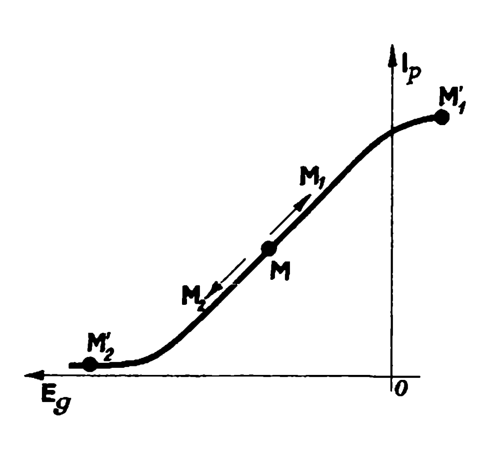


Fig. 6.

$$\tau_L \ll \tau$$

Une variation pratiquement égale à $\left(-e_{p_1}\right)$ est transmise à la grille de L_2. On aura alors la succession des événements suivants :

$$\left(-e_{p_1}\right) \rightarrow \left(-e_{g_2}\right) \rightarrow \left(-i_{p_2}\right) \rightarrow \left(+e_{p_2}\right) \rightarrow \left(+e_{g_1}\right) \rightarrow \left(+i_{p_1}\right)$$

et le cycle se trouve complété. Le phénomène est cumulatif. Le point M_1 se déplace donc vers la zone de saturation de la caractéristique avec une vitesse de plus en plus grande, tandis que le point M_2 se déplace en sens inverse vers la zone de blocage de la lampe.

Les variations de courant dans les deux lampes cessent alors lorsque les points M_1 et M_2 atteignent respectivement les positions M'_1 et M'_2. Ces mouvements sont très rapides.

Basculement

Supposons maintenant que L_1 débite et L_2 soit bloquée; nous supposons également que cet état est maintenu.

Les tensions aux différents points sont les suivantes :

Pour L_1 :

$$E_{p_1} = \alpha E_b \qquad \alpha < 1$$

(α sera calculé plus loin)

$$E_{g_1} \# 0$$

E_{g_1} étant très voisin de 0, nous sommes en présence d'un courant important grille-cathode. La résistance grille-cathode tombe à une valeur très faible r_g qui se met en parallèle sur R.

Pour L_2 :

$$E_{p_2} = E_b$$

$$\left|E_{g_2}\right| > \left|E_{g_{co}}\right|$$

$E_{g_{co}}$ tension de blocage de la lampe.

Puisqu'on se trouve en présence d'un état d'équilibre, aucun courant ne circule dans les condensateurs de liaison.

Ramenons maintenant brutalement E_{g_2} à 0; I_{p_2} passe de 0 à son maximum, E_{p_2} passe de E_b à αE_b. En P_2 apparaît donc une chute brutale de tension d'amplitude (fig. 7) :

$$(1 - \alpha)\ E_b$$

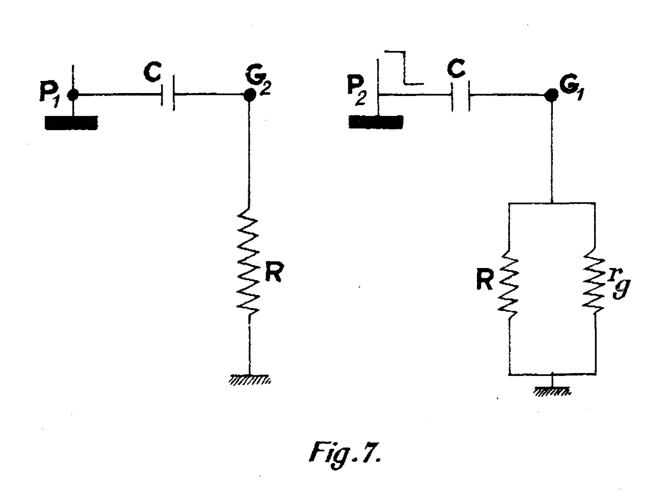


Fig.7.

Cette variation est intégralement transmise en G_1, puis la tension en G_1 varie suivant une loi exponentielle (voir chapitre III, Transmission d'une fonction unité par un circuit RC) et tend vers 0.

L'apparition en G_1 de la variation $- E_b\ (1 - \alpha)$ bloque immédiatement L_1 si cette variation est supérieure en valeur absolue à la tension de blocage de la lampe.

Etudions maintenant l'évolution de la tension en G_1 (fig. 8). E_{g_1} va croître suivant une loi exponentielle; au temps $t = t_1$:

$$E_{g_1} = E_{g_{co}}$$

Par conséquent au temps $t = t_1^+$, L_1 va commencer à débiter et d'après le phénomène déjà décrit L_1 tendra rapidement à débiter son courant maximum tandis que L_2 sera bloquée. On dira qu'il y a eu basculement. On voit que si les conditions nécessaires sont réunies le circuit entrera en

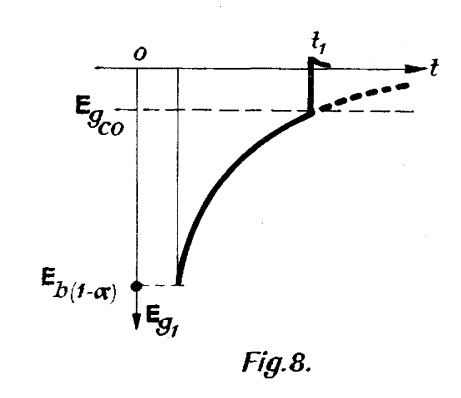


Fig.8.

oscillation auto-entretenue. La figure 9 donne l'allure des différentes ondes de tension.

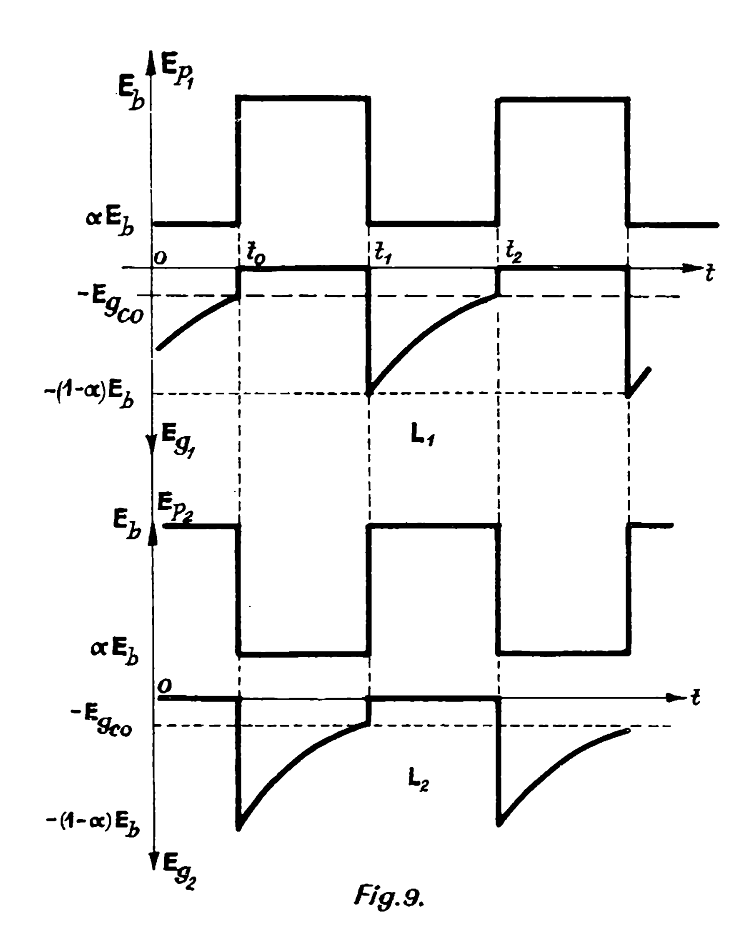


Fig.9.

Détermination des fréquences

Nous allons maintenant établir les équations permettant de calculer la fréquence d'oscillation.

La figure 10 a donne l'état du circuit à l'instant $t = (0)^-$ c'est-à-dire juste avant le basculement.

Il est bien entendu que le condensateur de liaison n'est parcouru par aucun courant puisqu'un état d'équilibre est atteint. La figure 10 b donne l'état du même circuit à l'instant $t = (0)^+$ c'est-à-dire juste après le basculement. 10 c est le circuit équivalent à 10 b obtenu par la transformation de Thévenin.

D'après la figure 10 c :

$$-\frac{r_p E_b}{r_p + R_L} + \left(\frac{r_p R_L}{r_p + R_L} + R\right) C \frac{de_c}{dt} + e_c = 0$$

Fig. 10.

$$\alpha = \frac{r_p}{r_p + R_L}$$

$$\left(\alpha R_L + R \right) C \frac{d}{dt}\left(e_c - \alpha E_b \right) + e_c - \alpha E_b = 0$$

$$e_c - \alpha E_b = A\, e^{-\frac{t}{\left(\alpha R_L + R \right) C}}$$

Pour $t = (0)^-$:

$$e_c = E_b$$

on aura :

$$e_c = E_b (1 - \alpha)\, e^{-\frac{t}{\left(\alpha R_L + R \right) C}} + \alpha E_b \qquad (14)$$

et :

$$e_g = - E_b (1 - \alpha)\, e^{-\frac{t}{\left(\alpha R_L + R \right) C}}$$

Comme par hypothèse $R_L \ll R$ et $\alpha < 1$:

$$e_g = - E_b (1 - \alpha)\, e^{-\frac{t}{RC}} \qquad (15)$$

Au bout d'un temps t_1 un nouveau basculement se produit et à cet instant :

$$E_g = E_{g_{co}}$$

donc :

$$- E_{g_{co}} = - E_b (1 - \alpha)\, e^{-\frac{t_1}{RC}}$$

d'où :

$$t_1 = RCL. \frac{E_b (1 - \alpha)}{E_{g_{co}}}$$

Dans une triode $E_{g_{co}} \# \frac{E_b}{\mu}$; on aura :

$$t_1 = RCLG \qquad (16)$$

avec $G = \frac{\mu R_L}{r_p + R_L}$.

La période complète sera donc :

$$T = 2\, t_1 = 2\, RCLG \qquad (16')$$

On construit également des multivibrateurs avec des constantes de temps différentes dans les deux circuits. Dans ces conditions :

$$T = t_1 + t_2 = \tau_1\, LG_1 + \tau_2\, LG_2$$

On prendra en général $G_1 = G_2$.

Le rapport cyclique sera alors égal à celui des constantes de temps :

$$\gamma = \frac{t_1}{t_2} = \frac{\tau_1}{\tau_2}$$

Formes réelles des ondes

Les tensions recueillies sur une plaque de multivibrateur n'ont pas les formes idéales représentées sur la figure 9, mais celles de la figure 11.

Il est aisé de comprendre les raisons des déformations. Le basculement se fait en un temps très court de l'ordre de quelques fractions de microseconde, la durée étant imposée par la constante de temps τ_L. Le circuit RC n'est donc pas attaqué avec des fonctions unités idéales mais avec des tensions exponentielles (voir chapitre III, Circuits RC) .

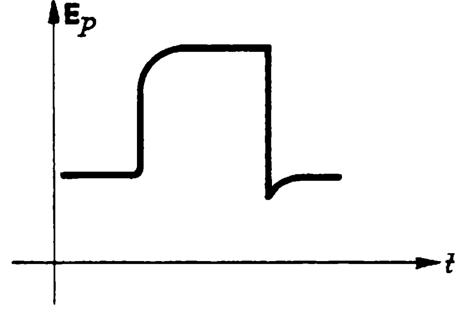


Fig.11.

On améliorera la forme de l'onde par des circuits extérieurs, amplificateurs, limiteurs, etc.

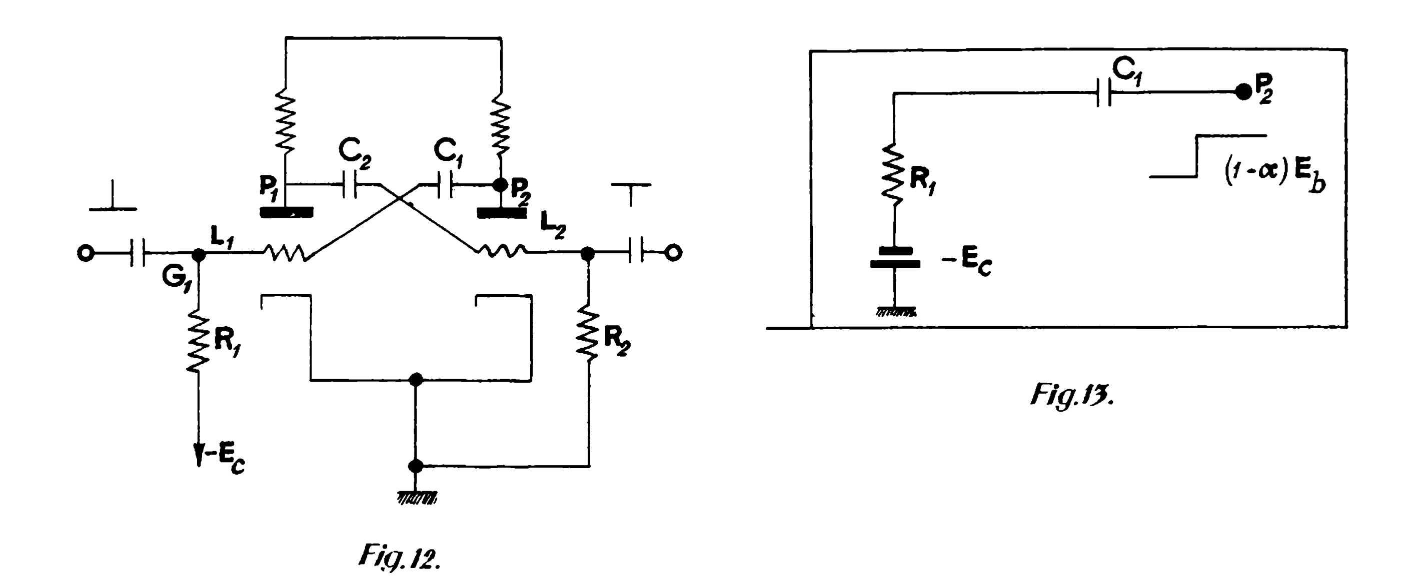


Fig. 12.

Fig. 13.

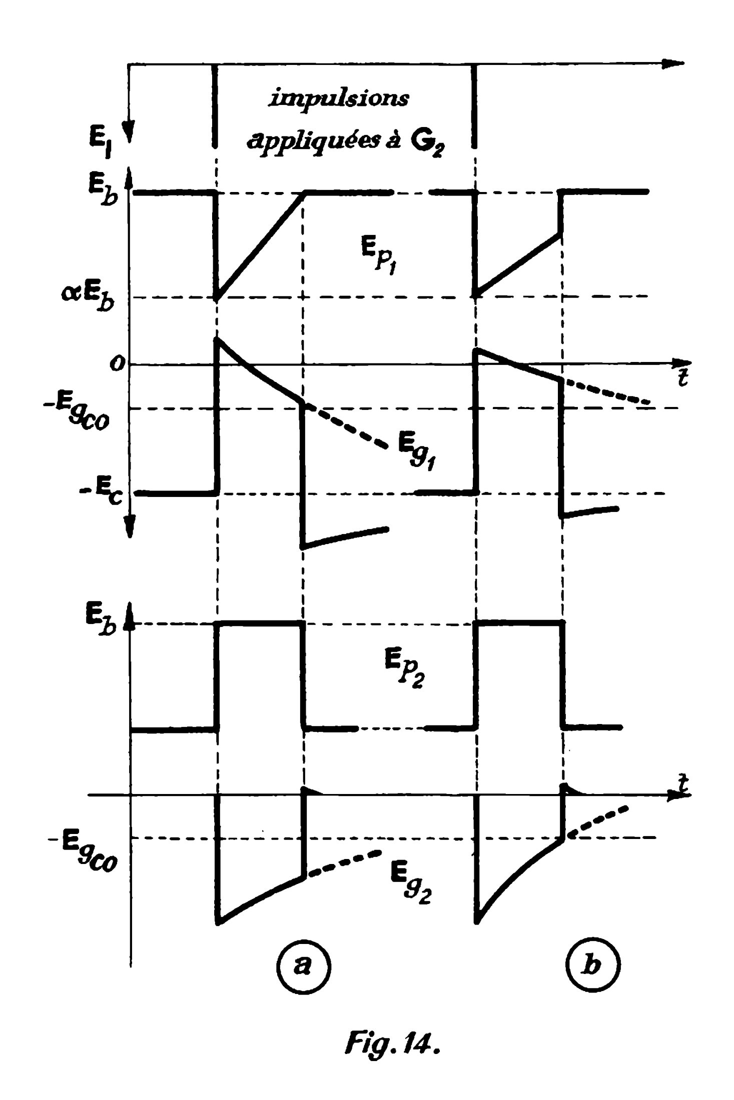


Fig. 14.

Les multivibrateurs sont en général construits avec des doubles triodes de résistance intérieure faible. On utilise également des pentodes pour lesquelles la résistance intérieure est élevée; mais par contre les capacités interélectrodes sont beaucoup plus faibles que dans les triodes. Dans ce cas on peut faire les liaisons grille-écran, ce qui permet de modifier dans de larges proportions la charge de la plaque sans influer sur les constantes de temps des circuits de liaison (fig. 18 c et d).

Multivibrateurs synchrones

1. Multivibrateur synchronisé à la fréquence f des impulsions de commande

Il s'agit ici (fig. 12) d'un multivibrateur bloqué appelé également monovibrateur. Le circuit comporte un état d'équilibre stable :

$$\begin{cases} E_{p_1} = E_b & E_{g_1} = -E_c \\ E_{p_2} = \alpha E_b & E_{g_2} \# 0 \end{cases}$$

Si on applique une impulsion brève positive en G_1, ou une impulsion négative en G_2, et si l'amplitude de l'impulsion est suffisante, on provoque un basculement. Pour comprendre le fonctionnement, étudions l'évolution de E_{g_1}. A l'instant $t = (0)^+$ où L_2 se bloque, à l'extrémité P_2 de C_1 une montée brutale de tension d'amplitude $E_b(1-\alpha)$ apparaît. D'après le schéma de la figure 13 nous aurons :

$$e_c = -(1-\alpha)\, E_b - E_c = A\, e^{-\frac{t}{R_1 C_1}} \qquad (17)$$

La constante A se déterminera en remarquant que pour $t = 0$ la tension aux bornes de C_1 est $E_b + E_c$.

On trouvera finalement :

$$E_{g_1} \# -E_c + \alpha\, E_b\, e^{-\frac{t}{R_1 C_1}}$$

Si donc :

$$E_c - E_{g_{co}} < \alpha E_b$$

la lampe se débloquera effectivement. Le potentiel de la première grille évoluera donc entre $- E_c + \alpha E_b$ et $- E_c$.

Lorsque cette tension passera par la valeur $- E_{g_{co}}$, L_1 se bloquera provoquant un nouveau basculement et le retour du circuit dans l'état d'équilibre stable.

Deux cas de fonctionnement sont à envisager :

a) La tension E_{g_1} arrive à $- E_{g_{co}}$ avant la tension E_{g_2}. Les formes d'ondes aux différents points sont celles portées sur la figure 14 a.

b) $E_{g_2} = - E_{g_{co}}$ avant E_{g_1} (fig. 14 b).

Le mode de fonctionnement (a) sera utilisé pour l'obtention de tensions triangulaires (bases de temps). Le multivibrateur fonctionnera en mode (a) ou en mode (b) suivant les valeurs relatives des constantes de temps des circuits.

2. Multivibrateur synchronisé à la fréquence f/n

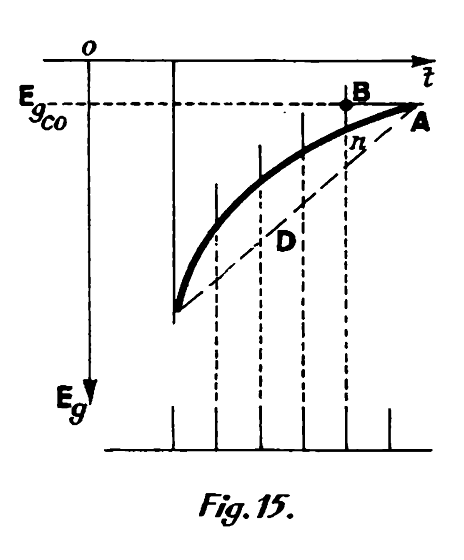


Fig. 15.

Considérons les variations de la tension grille (fig. 15). Superposons à cette tension des impulsions de fréquence f. Le basculement devrait normalement se produire en A, mais du fait des impulsions il se produira en B en avance sur A. Au bout de quelques coups le multivibrateur s'accrochera à la fréquence f/n, n étant un entier. Ce montage est très souvent employé comme diviseur de fréquences; n sera en général inférieur à 10 pour avoir un fonctionnement plus stable. Le réglage de l'amplitude des impulsions est d'autant plus délicat que l'exponentielle est plus aplatie vers le haut. L'idéal serait d'avoir une droite D au lieu de l'exponentielle. On améliore le

montage dans cette voie en employant un multivibrateur dont les grilles sont reliées à la haute tension au lieu d'être reliées à la terre. (fig. 18 a). L'exponentielle est plus tendue car son asymptote n'est plus 0 mais E_b (fig. 16).

Multivibrateurs à fréquences variables

La durée de la période du multivibrateur est définie par :

$$T = t_1 + t_2 = \tau_1 \, LG_1 + \tau_2 \, LG_2$$

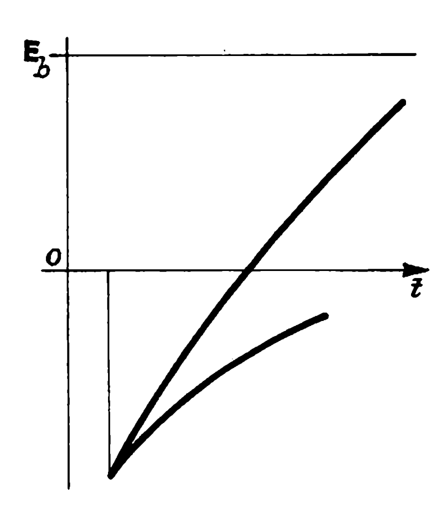


Fig.16.

En général $G_1 = G_2$.

$$T = (\tau_1 + \tau_2) \, LG$$

On peut donc faire varier T en agissant sur τ_1 et τ_2, car il ne peut être question d'agir sur G. Mais on ne peut envisager la variation d'une seule des constantes sans affecter le rapport cyclique. Il faudra donc varier simultanément soit les deux résistances de grilles à l'aide d'un rhéostat double, soit les deux capacités à l'aide d'un condensateur double dont les deux cages sont isolées l'une de l'autre. Nous donnons sur la figure 17 un dispositif très simple employé par Heathkit (Benton Harbor, U.S.A.).

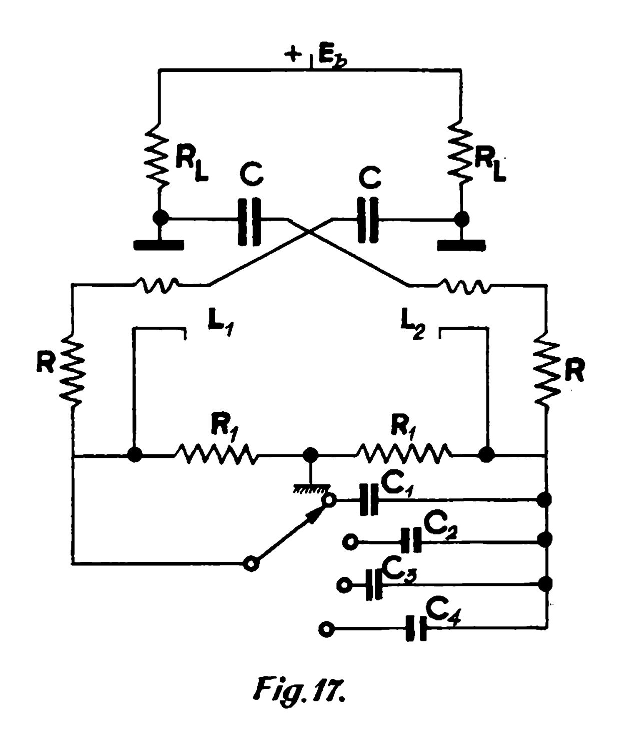


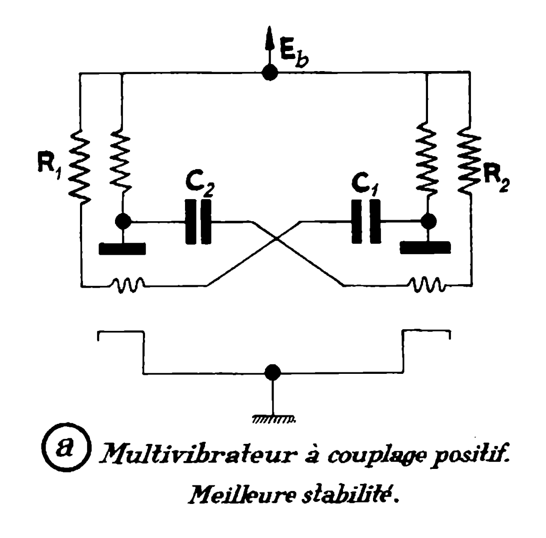
Fig.17.

Sur la figure 18 nous donnons quatre variantes de multivibrateurs :

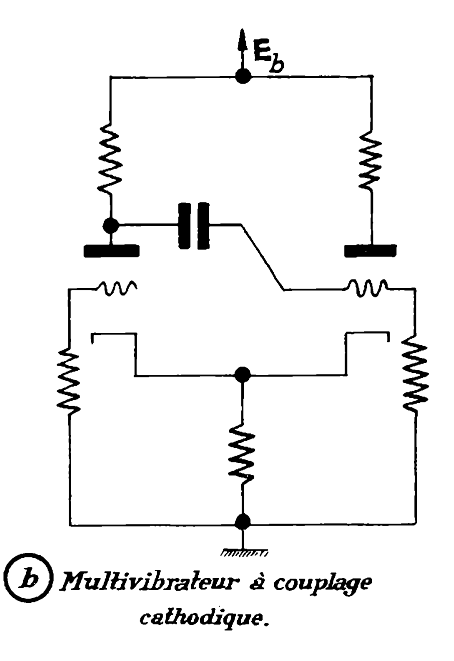
$$R_L \ll R_1 \ll R$$

Dans ces conditions on peut démontrer que la constante de temps est pratiquement :

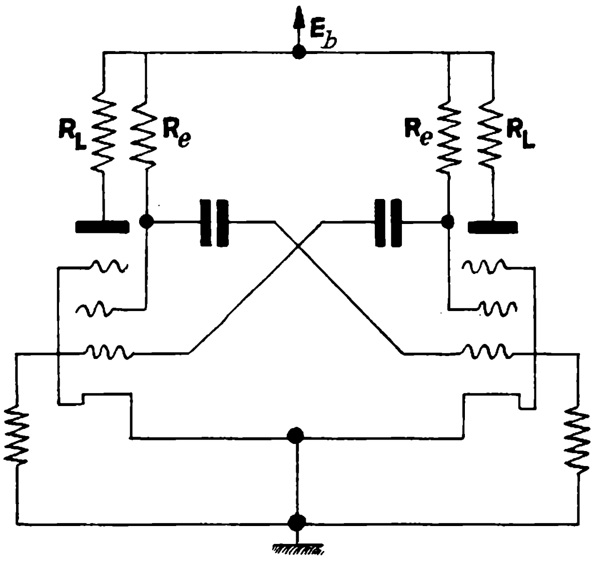
$$\tau \# C_1 R_1$$



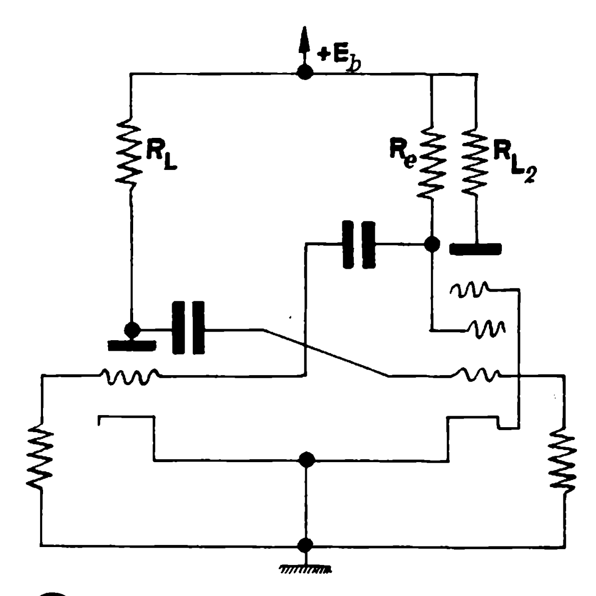
(a) *Multivibrateur à couplage positif.*
Meilleure stabilité.



(b) *Multivibrateur à couplage cathodique.*



(c) *Multivibrateur à pentodes.*
Couplage grille-écran.
Forme d'onde améliorée.



(d) *Multivibrateur triode-pentode.*
Utilisation du circuit plaque de la pentode.

Fig. 18.

B. - BASCULES A DEUX POSITIONS D'EQUILIBRE STABLE (ECCLES-JORDAN)

Fonctionnement

Le schéma type de ces bascules est le montage de la figure 19. Les deux parties du circuit sont symétriques :

$$\begin{cases} R_{L_1} = R_{L_2} = R_L \\ R_{11} = R_{12} = R_1 \\ R_{21} = R_{22} = R_2 \end{cases}$$

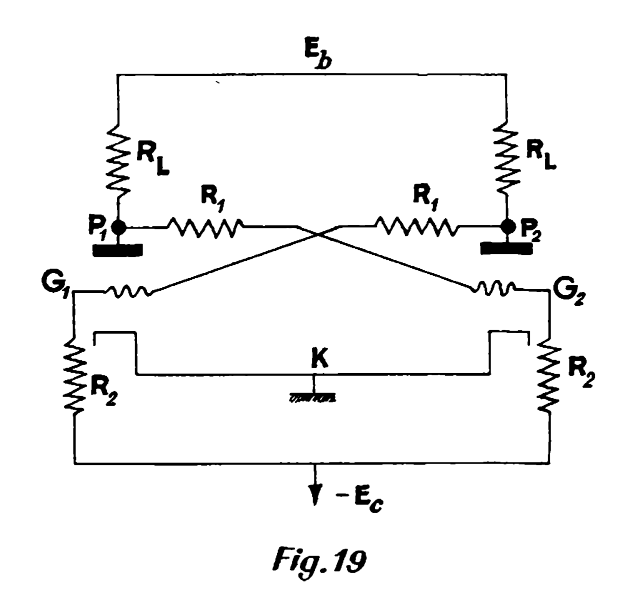


Fig. 19

Ici encore nous sommes en présence d'un amplificateur à deux étages avec réaction P_2G_1. A la différence des multivibrateurs, tous les couplages sont continus au lieu d'être alternatifs.

Supposons encore que les deux points de fonctionnement soient confondus en M sur la caractéristique $I_p\,E_g$ (fig. 20). Cet état du circuit est impossible. En effet introduisons une petite variation positive sur G_1, $\left(e_{g_1}\right)^+$.

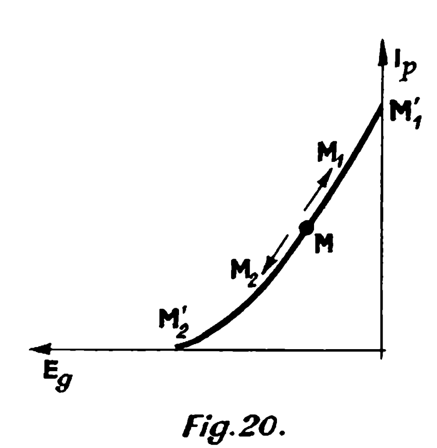


Fig.20.

Du fait des liaisons cette variation va se retrouver sur G_1; on aura :

$$\left(e'_{g_1}\right)^+ = e_g . G_2 . \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2}\right)^2 \tag{18}$$

Si :

$$G_2 . \frac{R_2^2}{\left(R_1 + R_2\right)^2} > 1 \tag{18'}$$

$$e'_{g_1} > e_g$$

Le point de fonctionnement M_1 se précipitera vers la zone de

saturation en M'_1, et M_2 vers la zone de blocage en M'_2. Le phénomène inverse se serait passé pour $\left(e_{g_1}\right)^-$. Il est impossible d'admettre une symétrie rigoureuse des circuits et dès la mise sous tension du circuit l'une des lampes se bloquera, l'autre débitant son courant maximum.

Si nous admettons, comme c'est toujours le cas, que :

$$R_1 + R_2 \gg R_L$$

le gain réel d'un étage :

$$G' = \frac{\mu \dfrac{R_L(R_1 + R_2)}{R_L + R_1 + R_2}}{r_p + \dfrac{R_L(R_1 + R_2)}{R_L + R_1 + R_2}}$$

ne s'écarte pas trop du gain théorique :

$$G' \# G = \frac{\mu R_L}{r_p + R_L}$$

L_1 étant en débit et L_2 bloquée :

$$E_{p_1} = \alpha' E_b$$

$$E_{p_2} = E_b - R_L i$$

i étant le courant qui circule dans le diviseur $R_L R_1 R_2$. Les diviseurs de tension $R_1 R_2$ peuvent alors être calculés de telle sorte que l'on ait

$$E_{g_1} = 0 \qquad E_{g_2} = - E_0$$

avec :

$$E_0 > \left| E_{g_{co}} \right|$$

Du fait des liaisons directes les deux points de fonctionnement resteront en M'_1 et M'_2 dès que la période transitoire sera terminée.

Nous avons deux états d'équilibre stable. Pour rompre l'équilibre, il sera nécessaire d'appliquer soit une impulsion positive sur la grille de la lampe bloquée, soit une impulsion négative sur la grille de la lampe conductrice. Alors un nouvel état d'équilibre stable, inverse du premier, s'établira.

Calcul des éléments

Il n'est pas difficile de calculer les éléments d'une bascule. Cependant nous aurons toujours moins de paramètres que d'équations et il faudra en choisir un certain nombre. Le calcul peut être abordé de différentes façons; on peut par exemple ramener les circuits à des équivalents simples par la transformation de Thévenin; nous laissons ce soin au lecteur. On peut également procéder de la façon simple suivante. De la figure 19 nous tirerons la figure 21 a et b. Nous partons de l'hypothèse que la tension grille de la lampe conductrice est nulle. L_1 conduit, L_2 est bloquée, $E_{g_1} = 0$. La figure 21 a permet d'écrire :

$$i = \frac{E_b + E_c}{R_{L_2} + R_{11} + R_{21}}$$

$$E_{g_1} = R_{21}\,\frac{E_b + E_c}{R_{L_2} + R_{11} + R_{21}} - E_c = 0 \qquad (19)$$

21 b donne :

$$\frac{E_b - E_{p_1}}{R_{L_1}} = I_p + \frac{E_{p_1} - E_{g_2}}{R_{12}} \qquad (20)$$

et :

$$\frac{E_{p_1} + E_c}{R_{12} + R_{22}} \cdot R_{22} - E_c = E_{g_2} \qquad (21)$$

(a) (b)

Fig.21.

Nous avons donc trois équations :

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{E_b + E_c}{R_L + R_1 + R_2} \cdot R_2 - E_c = 0 \\
&\frac{E_b - E_p}{R_L} = I_p + \frac{E_p - E_{g_2}}{R_1} \\
&\frac{E_p + E_c}{R_1 + R_2} R_2 - E_c = E_{g_2}
\end{aligned}\right\} \qquad (22)$$

et de nombreuses inconnues : E_b, E_c, R_L, R_1, R_2, E_p, I_p, E_{g_2}.

Un certain nombre de ces inconnues devront être choisies. On se fixera toujours E_b; de ce fait on connaît une limite de E_{g_2}. Lorsqu'une lampe est bloquée, sa tension grille doit être supérieure en valeur absolue à la tension de blocage :

$$\left| E_{g_2} \right| > \left| E_{g_{co}} \right|$$

Si l'on choisit I_p, E_p sera automatiquement fixé puisque ces deux paramètres sont liés par les caractéristiques. Le choix de I_p sera dicté par des considérations de consommation, d'énergie dissipée dans les résistances, etc. En général on se fixe également E_c, le choix étant dicté par la possibilité qu'offre le matériel dont on dispose. On sera amené à considérer comme inconnues R_L, R_1, R_2. Des équations (22) on tirera alors :

$$\left.\begin{aligned}
&R_L = \frac{1}{I} E_g \cdot \frac{E_b + E_c}{E_c} \\
&R_1 = \frac{1}{I} \frac{E_g\left(E_b + E_c\right)\left(E_p + E_g\right)}{E_b\left(E_c - E_g\right) - E_c\left(E_p + E_g\right)} \\
&R_2 = \frac{1}{I} \frac{E_g\left(E_b + E_c\right)\left(E_c - E_g\right)}{E_b\left(E_c - E_g\right) - E_c\left(E_p + E_g\right)}
\end{aligned}\right\} \qquad (23)$$

Nous avons simplifié l'écriture en supprimant les indices :

I_p courant traversant la lampe qui débite

E_p tension plaque de cette lampe

E_g tension grille de la lampe bloquée.

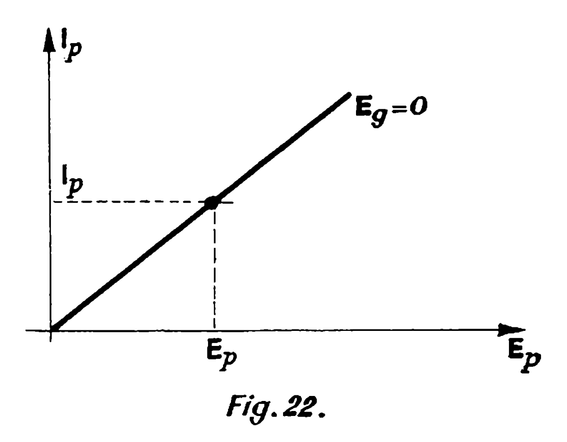


Fig. 22.

Les formules 23 peuvent se mettre sous la forme :

$$\left.\begin{aligned} R_L &= \frac{1}{I_p} \cdot \left(\frac{E_b\, E_g}{E_c} + E_g \right) \\ R_1 &= R_L \frac{E_p + E_g}{E_b \left(1 - \frac{E_g}{E_c}\right) - E_p - E_g} \\ R_2 &= R_L \frac{E_c - E_g}{E_b \left(1 - \frac{E_g}{E_c}\right) - E_p - E_g} \end{aligned}\right\} \qquad (24)$$

Les conditions de possibilité sont :

$$E_g > \left| E_{g_{co}} \right|$$

E_g étant choisi il restera donc :

$$E_b \left(1 - \frac{E_g}{E_c}\right) - E_p - E_g > 0 \qquad (25)$$

d'où :

$$E_c > \frac{E_b\, E_g}{E_b - E_p - E_g} \qquad (26)$$

(26) implique également une condition :

$$E_b - E_p - E_g > 0$$

En réalité cette condition est pratiquement toujours réalisée :

$$E_b - E_p > E_g$$

Aux valeurs ainsi calculées il y aura probablement lieu d'apporter des retouches et la bascule ne fonctionnera pas obligatoirement aussitôt mise en service. Une des raisons majeures en est qu'on dispose en général de caractéristiques moyennes et la lampe utilisée peut s'en écarter de ± 20 %. Il existe également d'assez gros écarts entre les deux moitiés d'une double triode. De même on ne pourra pas trouver des résistances ayant exactement les valeurs calculées; on sera amené à choisir la valeur normalisée la plus proche.

Bascule polarisée par la cathode

Le montage précédent nécessite deux sources, E_b et E_c. En général on éliminera E_c en polarisant positivement les deux cathodes communes à l'aide d'une résistance R_k. Avec la forte réaction négative de cathode le gain de chaque étage diminuera beaucoup :

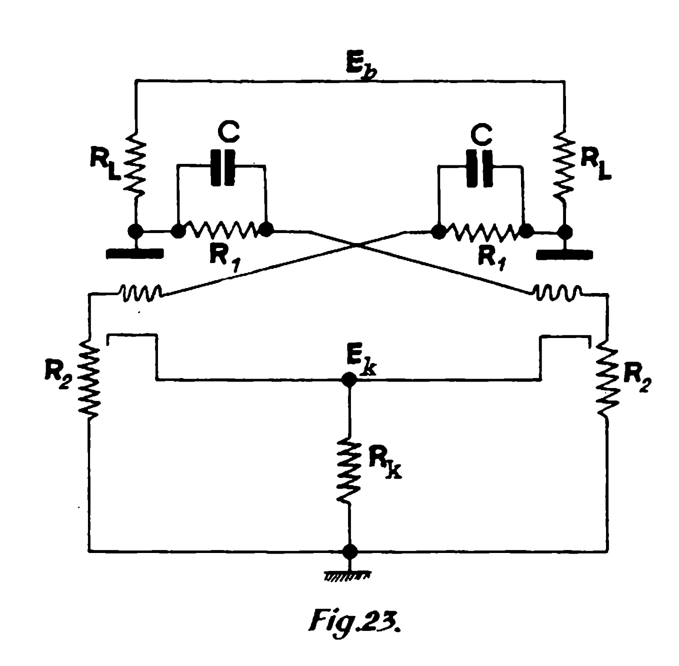


Fig.23.

$$G' = \frac{\mu R_L}{r_p + R_L + (\mu + 1) R_k}$$

Pratiquement si R_k est assez grand :

$$G' \# \frac{\mu R_L}{(\mu + 1) R_k}$$

Dans l'exemple précédent, nous avions trouvé $E_c > 25$ V. Un raisonnement analogue (voir équation plus loin) nous conduira à choisir E_k du même ordre, soit $E_k = 30$ V avec un courant de 5 mA, $R_k = 6.10^3\ \Omega$.

Si R_L = 22 K, G'# 3,5 ; la relation (18') :

$$\frac{G^2 R^2}{(R_1 + R_2)^2} > 1$$

risque de ne plus être vérifiée. On tourne cette difficulté en mettant en parallèle sur chacune des résistances R_1 un condensateur C de faible capacité, de l'ordre de 100 ou 200 pF.

Dès lors pour le front raide résultant du basculement C court-circuitera pratiquement R_1 et le rapport de division sera voisin de 1 entraînant la réalisation de (18').

On établira les équations permettant de calculer R_L, R_1, R_2 de la même façon que précédemment; on trouvera sans grande difficulté :

$$\left.\begin{aligned} R_1 &= \frac{1}{I_p} \cdot \frac{E_b}{E_k}\left(E_k - E_g\right) \\ R_2 &= R_1 \frac{E_k\left(E_p - E_g\right)}{E_b E_g - E_k E_p} \\ R_3 &= R_1 \frac{E_k E_g}{E_b E_g - E_k E_p} \end{aligned}\right\} \qquad (27)$$

Conditions de possibilité :

$$E_b E_g - E_k E_p > 0$$

soit :

$$E_k < \frac{E_b E_g}{E_p}$$

Si on choisit E_g :

$$E_g > \frac{E_k E_p}{E_b}$$

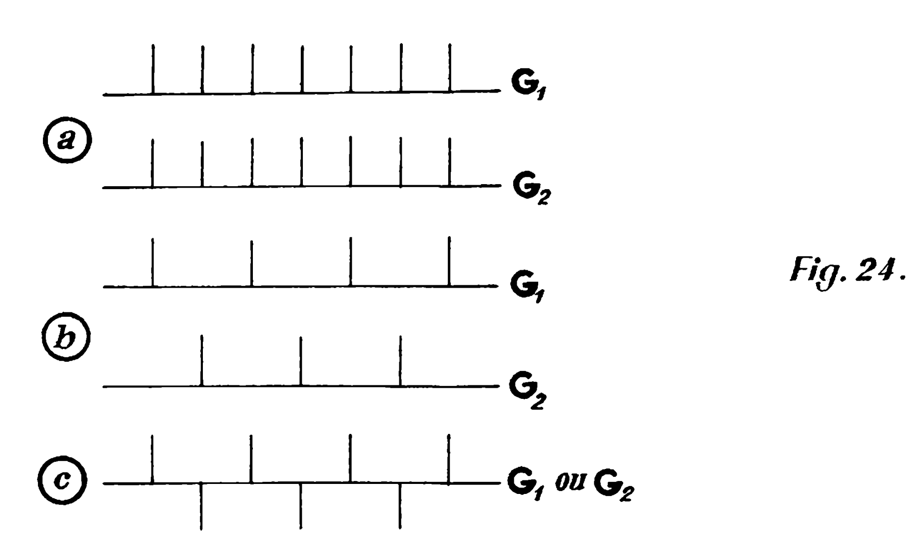


Fig. 24.

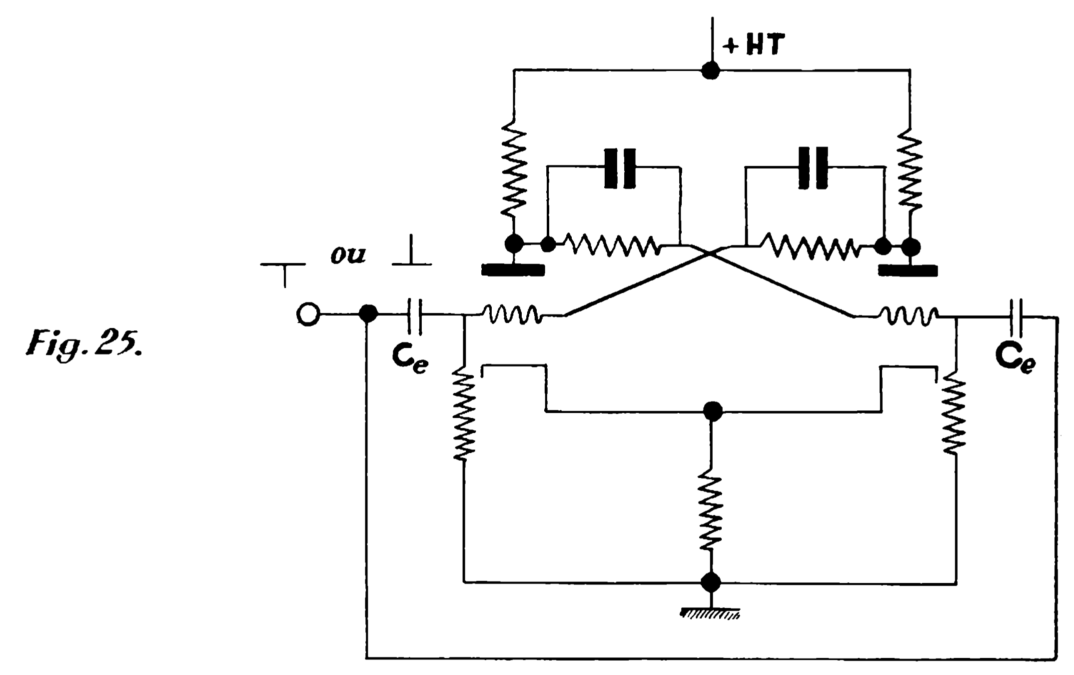


Fig. 25.

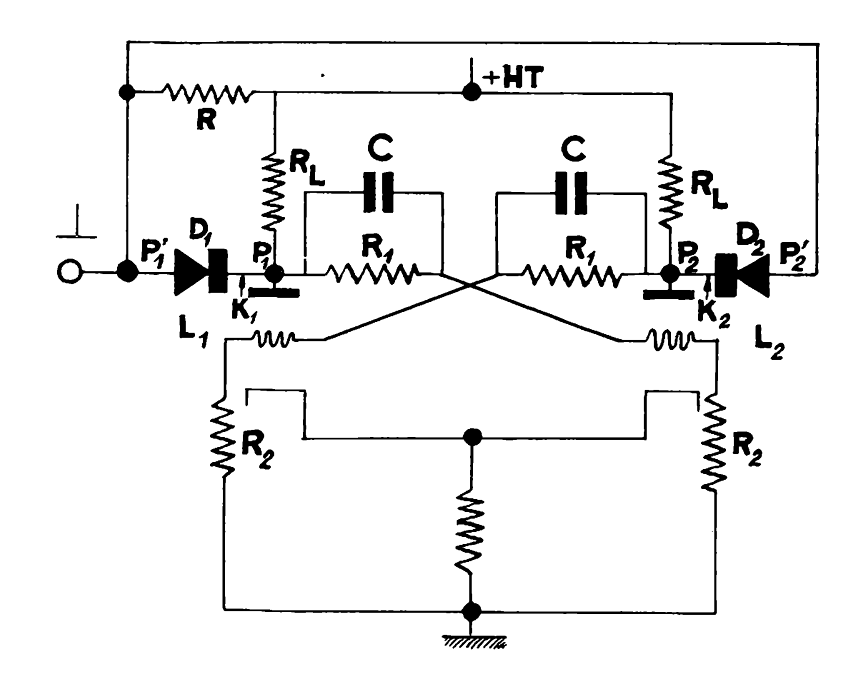


Fig. 26.

et :

$$E_g > \left| E_{g_{co}} \right|$$

Les remarques faites précédemment en ce qui concerne les valeurs calculées sont encore valables ici.

Commande d'une bascule

Plusieurs types de commandes peuvent être envisagés lorsque la bascule doit fonctionner d'une façon continue.

Il faut appliquer à la grille d'une lampe des impulsions brèves de signe et d'amplitude convenables. La lampe bloquée est insensible aux impulsions négatives; par contre la lampe qui débite est insensible aux impulsions positives.

a) On peut appliquer deux trains d'impulsions identiques toutes de même signe aux deux grilles simultanément, le signe des impulsions pouvant être quelconque (fig. 24 a).

b) On peut disposer d'impulsions du type (b), chacune des grilles recevant séparément un train d'impulsions.

c) Des pics alternés peuvent être appliqués à une grille (fig. 24 c).

En (b) les impulsions sont fournies par deux sources différentes. Dans les deux cas particuliers (b) et (c) aucun dispositif supplémentaire n'est nécessaire. Dans le cas (a), qui est le plus fréquent, les impulsions proviennent d'une source unique. Dans le montage de la figure 25, la bascule elle-même sélectionne les impulsions. Les condensateurs C_e ont de très petites valeurs, quelques dizaines de picofarads.

Le schéma de la figure 26 donne un fonctionnement plus stable et ne nécessite pas de précautions particulières. Les diodes doivent être placées dans le sens convenable suivant le signe de l'impulsion de commande. En effet, supposons L_1 bloquée :

$$E_{k_1} = E_{p_1} \# E_b$$

Du fait de la chute de tension dans R :

$$E'_{p_1} < E_k$$

la diode est bloquée. Par contre si la résistance R est choisie de telle sorte que la chute de tension y soit inférieure à la chute de tension dans R_{L_2} :

$$E'_{p_2} > E_{k_2}$$

la diode conduit. Une impulsion négative appliquée à l'entrée n'entraînera aucune variation dans le circuit de la diode D_1; par contre la diode D_2 transmettra à la grille G_1 une impulsion négative. G_1 étant insensible, la bascule ne pourra fonctionner qu'avec des impulsions positives. Elle fonctionnera avec des impulsions négatives si l'on inverse les polarités des deux diodes.

C. - COMPTAGE

La bascule bistable élément de comptage binaire

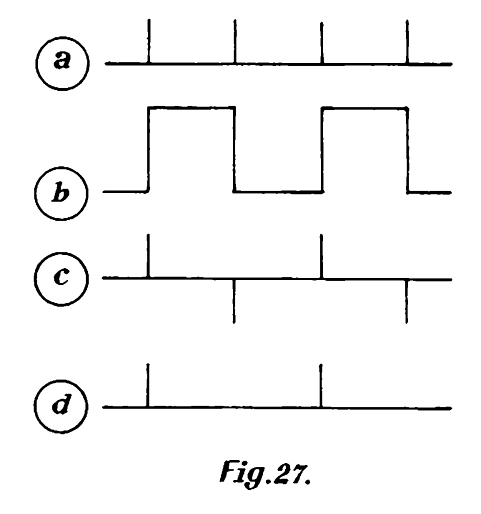


Fig.27.

Considérons une bascule commandée par le train d'impulsions de fréquence f (fig. 27 a). Sur l'une des plaques on recueille une tension rectangulaire (fig. 27 b). En dérivant cette tension et en détectant, on obtiendra une nouvelle série d'impulsions dont la fréquence est f/2. La bascule joue donc le rôle d'un diviseur de fréquences par 2.

Rappelons quelques notions de numération binaire.

Dans la numération binaire deux signes seuls existent, 0 et 1; 2 est l'unité de l'ordre supérieur (équivalent au 10 dans la numération à base de 10) et s'écrira 10. Les nombres s'écriront donc de la façon suivante :

0	0	
1	1	
2	10	
3	11	
4	100	etc.

Si nous affectons du signe 0 l'état de la lampe bloquée d'une bascule et du signe 1 l'état de la lampe lorsqu'elle débite, la bascule pourra constituer un élément de base de toutes les opérations arithmétiques en numération binaire. Une importante application en est la construction de compteurs d'impulsions.

Nous avons déjà parlé de compteurs à accumulation, de compteurs à thyratrons et nous avons vu que leurs applications sont limitées. Les compteurs à accumulation voient leurs applications limitées par les fuites du condensateur et ne peuvent pratiquement être employés qu'avec des impulsions périodiques. Les compteurs à thyratrons, ou toutes autres lampes à gaz, ne peuvent dépasser des cadences de quelques milliers de coups par seconde. Avec les compteurs à bascules ces limitations n'existent plus.

On peut concevoir des compteurs purement binaires ou des compteurs binaires transformés en compteurs décimaux. Examinons le montage de principe d'un numérateur binaire. Il sera constitué par un certain nombre de bascules du type représenté sur la figure 25, montées en chaîne.

Les grilles de la bascule p sont reliées à travers un circuit dérivateur à la deuxième plaque de la bascule p - 1, mais comme dans le montage de la figure 25 la bascule est sensible aussi bien aux impulsions négatives que positives il conviendra d'éliminer soit le pic positif soit le pic négatif, par l'emploi d'un élément redresseur. (triode en classe B ou C, diode ou semi-conducteur).

Le montage avec des semi-conducteurs est le plus léger et le moins coûteux. La figure 28 donne un schéma possible; on peut en imaginer une multitude d'autres. R et C sont les éléments du circuit dérivateur. Pour que le fonctionnement soit correct, il faut que le semi-conducteur ait une résistance directe très faible et une résistance inverse beaucoup plus grande que R.

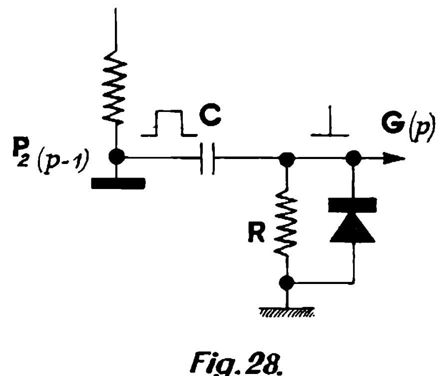


Fig. 28.

La figure 29 schématise le fonctionnement d'un compteur à trois bascules. La signification des symboles est la suivante :

 désigne une lampe qui débite et correspond à 1;
○ désigne une lampe bloquée et correspond à 0.

L'ensemble de deux ronds accouplés représente une double triode.

Affichage des résultats

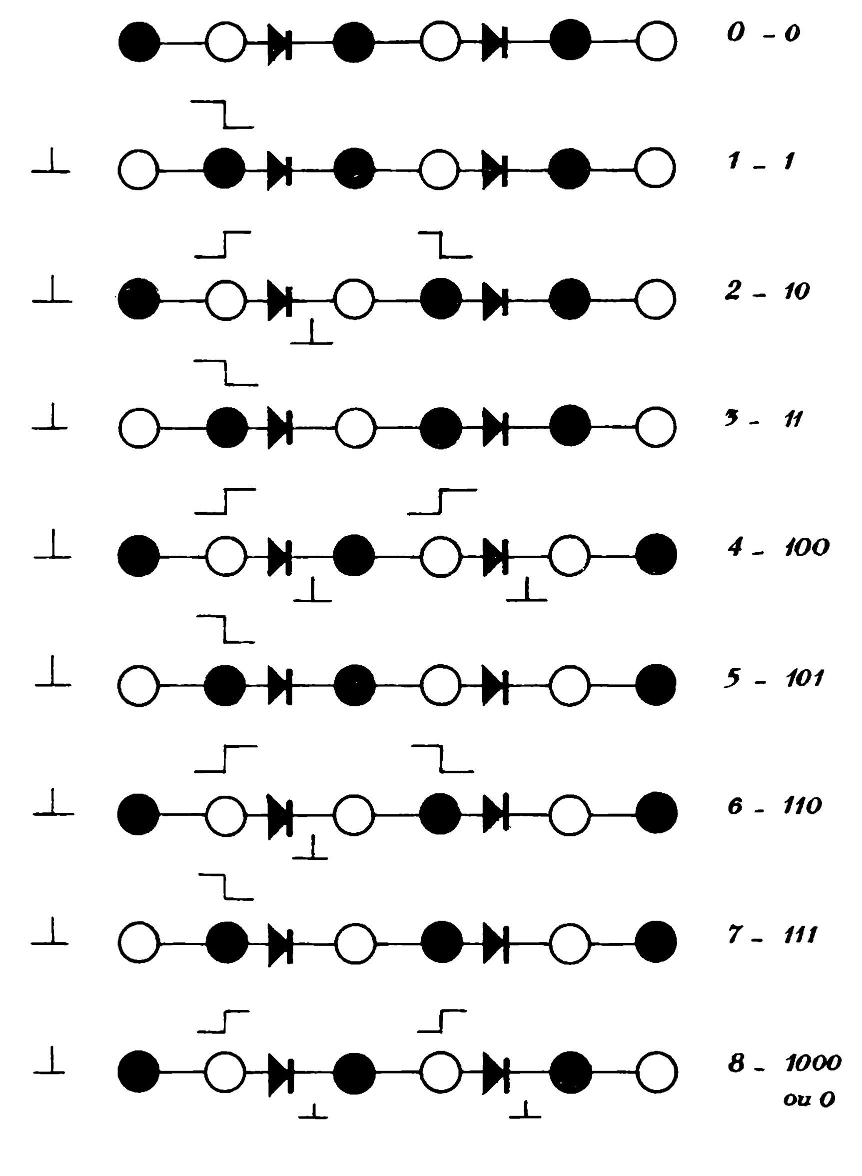


Fig.29.

Si on met en parallèle sur une résistance de charge une lampe au néon de faible consommation, celle-ci s'allumera si la chute de tension aux bornes de la résistance est égale ou supérieure à sa tension d'amorçage. La chute de tension se produira si la triode elle-même débite. La lampe au néon indiquera 0 lorsqu'elle sera éteinte et 1 lorsqu'elle sera allumée.

Dans notre schéma (fig. 29) on mettra la lampe au néon dans le circuit plaque des lampes de droite. On réunit évidemment toutes les lampes témoins sur un tableau d'affichage.

La lecture se fait en système binaire qu'il faut traduire en système décimal.

Le compteur sera muni d'un dispositif de remise à 0, par exemple un interrupteur, qui mettra pendant un court instant toutes les grilles de droite à la masse.

Un compteur construit sur ce principe présente plusieurs inconvénients :

a) Affichage en binaire, d'où nécessité de traduction.

b) Nombre élevé de lampes :

2 pour compter jusqu'à 2
4 pour compter jusqu'à 4
6 pour compter jusqu'à 8

....

2 p lampes pour compter jusqu'à 2^p.

c) Consommation élevée du fait du grand nombre des lampes. Pour un numérateur à 2 p lampes, p lampes débitent simultanément.

d) Encombrement, etc.

Ainsi a-t-on cherché, tout en gardant l'élément de base d'un fonctionnement très sûr, à alléger l'ensemble, en diminuant le nombre des lampes.

Diviseurs à bascules par des nombres autres que 2^p

Division par trois

Le diviseur par 3 (fig. 30 a) comprend deux bascules avec une liaison de retour de la plaque de la deuxième lampe de gauche à la grille de la deuxième lampe de droite. La deuxième impulsion de commande transmet une impulsion positive de P_{21} à G_{12} provoquant le basculement de cette lampe. P_{12} renvoie à son tour une impulsion positive sur G_{21} ramenant la première bascule à son état d'avant-basculement; le schéma de fonctionnement est porté sur la figure 30 b.

Il est aisé de concevoir que par le même procédé on pourra construire des diviseurs par 5, par 7, etc. Le diviseur par 5 pourra avoir le schéma suivant :

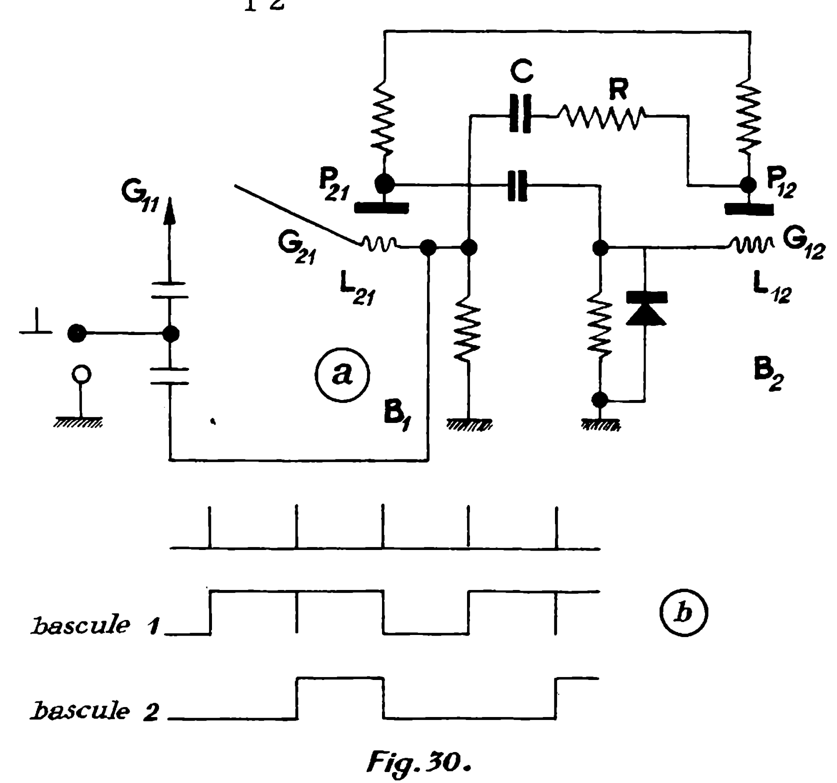


Fig. 30.

B_1 montage normal

B_2 montage normal

B_3 réagit sur B_2

Liaisons B_2 B_3

$$P_{22} \longrightarrow G_{13}$$
$$P_{13} \longrightarrow G_{22}$$

Schéma de fonctionnement (fig. 31) : un diviseur par 5 suivi d'un diviseur par 2 divisera par 10. On aura ainsi constitué une décade, comptant de 0 à 9; la première décade sera suivie d'une deuxième comptant les dizaines et ainsi de suite.

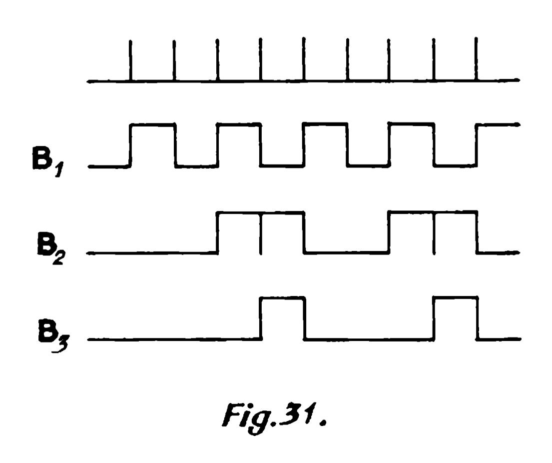


Fig.31.

Remarquons qu'un diviseur par 5 comporte six lampes et un diviseur par 10 huit lampes.

Pour compter jusqu'à 100, on aura besoin de 16 lampes. Pour compter 10^p, on aura donc besoin de 8 p lampes.

Diviseurs de fréquence en chaîne fermée ou en anneau

Ce type de diviseur à bascules a un fonctionnement analogue au diviseur en chaîne fermée à thyratrons, chaque thyratron étant remplacé par une bascule. La figure 32 donne le schéma d'une chaîne fermée de 3.

Le diviseur de tension R'_{L_1} R''_L a pour but de doser le signal transmis de la plaque $P_{(p)_1}$ à la grille $G_{(p-1)_1}$.

Les condensateurs de liaison sont très petits (quelques dizaines de picofarads) pour avoir une faible constante de temps. C_1R_g forme le circuit dérivateur.

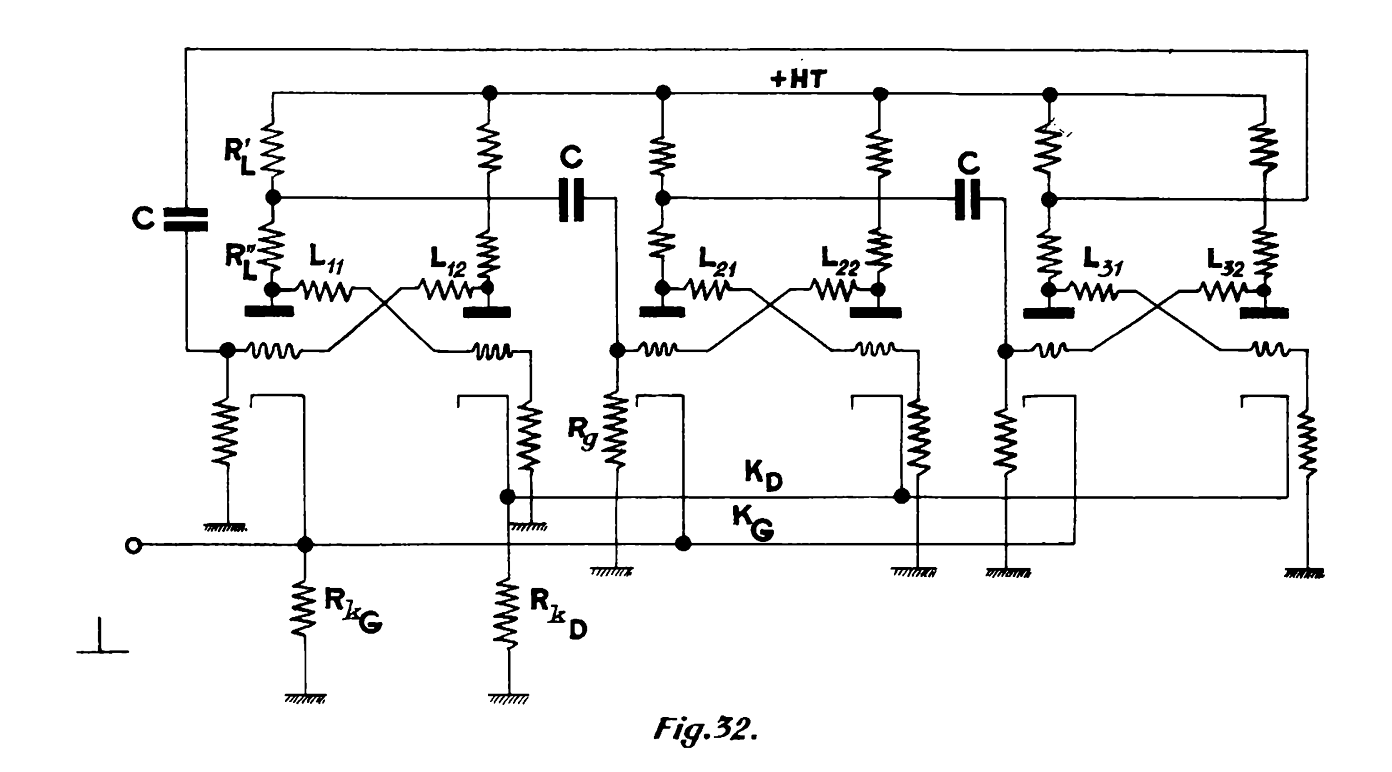


Fig.32.

Fonctionnement

Supposons qu'au repos L_{12}, L_{21} et L_{31} soient bloquées. Appliquons à l'entrée (cathodes de gauche) une impulsion positive. Toute lampe bloquée est insensible à une impulsion positive appliquée à sa cathode. En effet, une impulsion positive sur la cathode a le même effet qu'une impulsion négative sur la grille. Dès lors le fonctionnement du circuit 32 correspondra au schéma 33. On voit sur la figure que dans tous les cas parmi les lampes de gauche une seule débite dans chaque état; par contre, deux lampes de droite débitent quel que soit l'état du circuit.

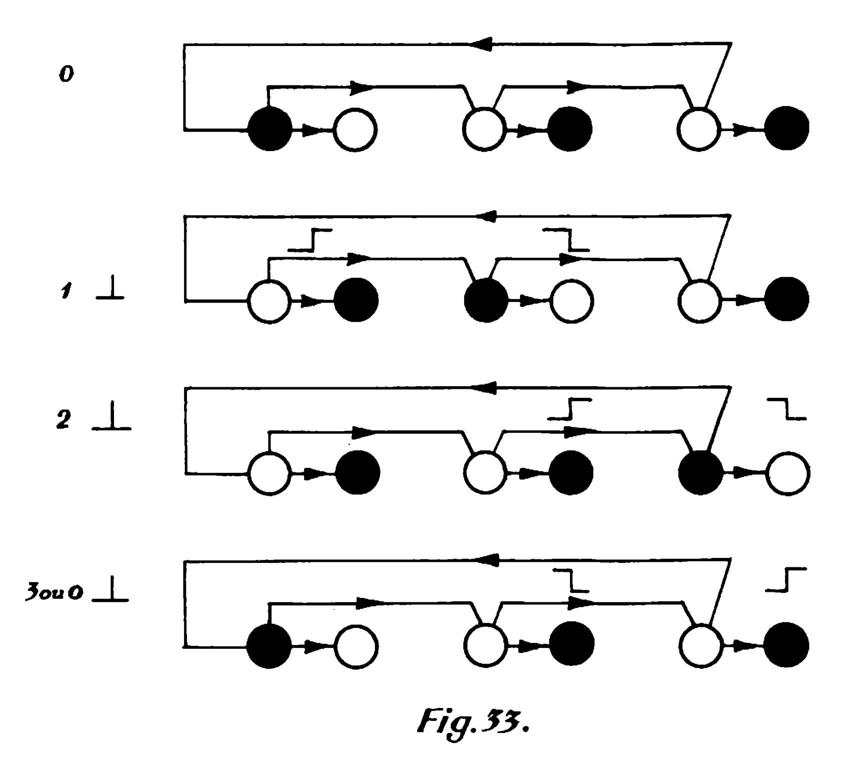


Fig.33.

On peut généraliser le schéma à p éléments. Il y aura p états d'équilibre et dans chacun de ces états une seule lampe de gauche débitera et p - 1 lampes de droite débiteront. Les débits des lampes étant identiques il faut que :

$$R_{k(g)} = (p - 1)\ R_{k(d)}$$

pour avoir :

$$E_{k(g)} = E_{k(d)} = (p - 1)\ R_{k(d)}\ I_p$$

Emploi d'une chaîne fermée comme élément de comptage décimal

Pour une numération à base de 10 on pourra utiliser un diviseur par 5 en chaîne fermée précédé d'un diviseur par 2 qui sera une bascule bistable ordinaire, suivant le schéma de la figure 34. La dernière lampe d'une décade sera reliée à l'entrée de la décade d'ordre supérieur. On construit ainsi des compteurs à plusieurs décades. Un numérateur a un pouvoir de résolution bien défini. Le pouvoir de résolution est le temps minimum qui sépare deux impulsions successives que le numérateur peut enregistrer sans commettre d'erreurs.

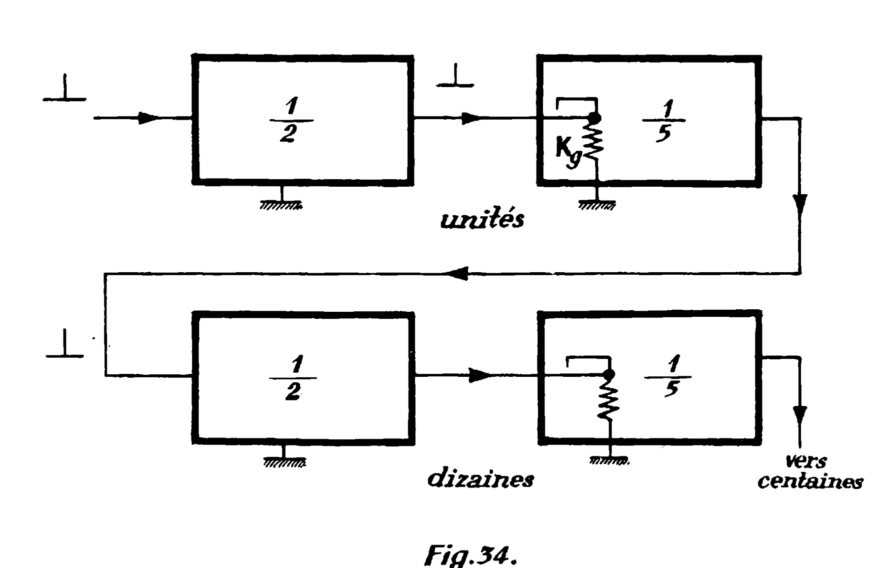


Fig.34.

Au-dessous de 10 périodes par seconde, on peut en toute sécurité employer des totalisateurs électromagnétiques d'un prix de revient très inférieur à celui des décades quelles qu'elles soient. Le nombre de décades à introduire dans un numérateur sera donc déterminé par les deux conditions : cadence de comptage de l'ensemble électronique, cadence de comptage du totalisateur.

D'une façon générale tous les diviseurs de fréquence à bascules ont un fonctionnement indépendant de la répartition des impulsions et sont très fidèles.

Nous laissons aux élèves le soin de traiter la question de l'affichage à titre d'exercice. Dans tous les cas on emploiera des lampes au néon en parallèle sur les résistances de charge. La lampe éteinte indique que la triode correspondante est bloquée et une lampe allumée indique une triode qui débite.

Cycle de Lewis

On appelle ainsi, du nom de son auteur, un montage en chaîne fermée, avec des lampes à vide permettant la division de fréquences par un nombre quelconque. Comme avec les bascules, le montage est essentiellement apériodique.

La figure 35 montre le schéma d'un cycle de Lewis de 3. Toutes les cathodes reliées ensemble sont à la masse. Toutes les grilles sont reliées à une source négative de polarisation E_c à travers des résistances R_2. La plaque de chacune des lampes est reliée aux grilles des deux autres lampes.

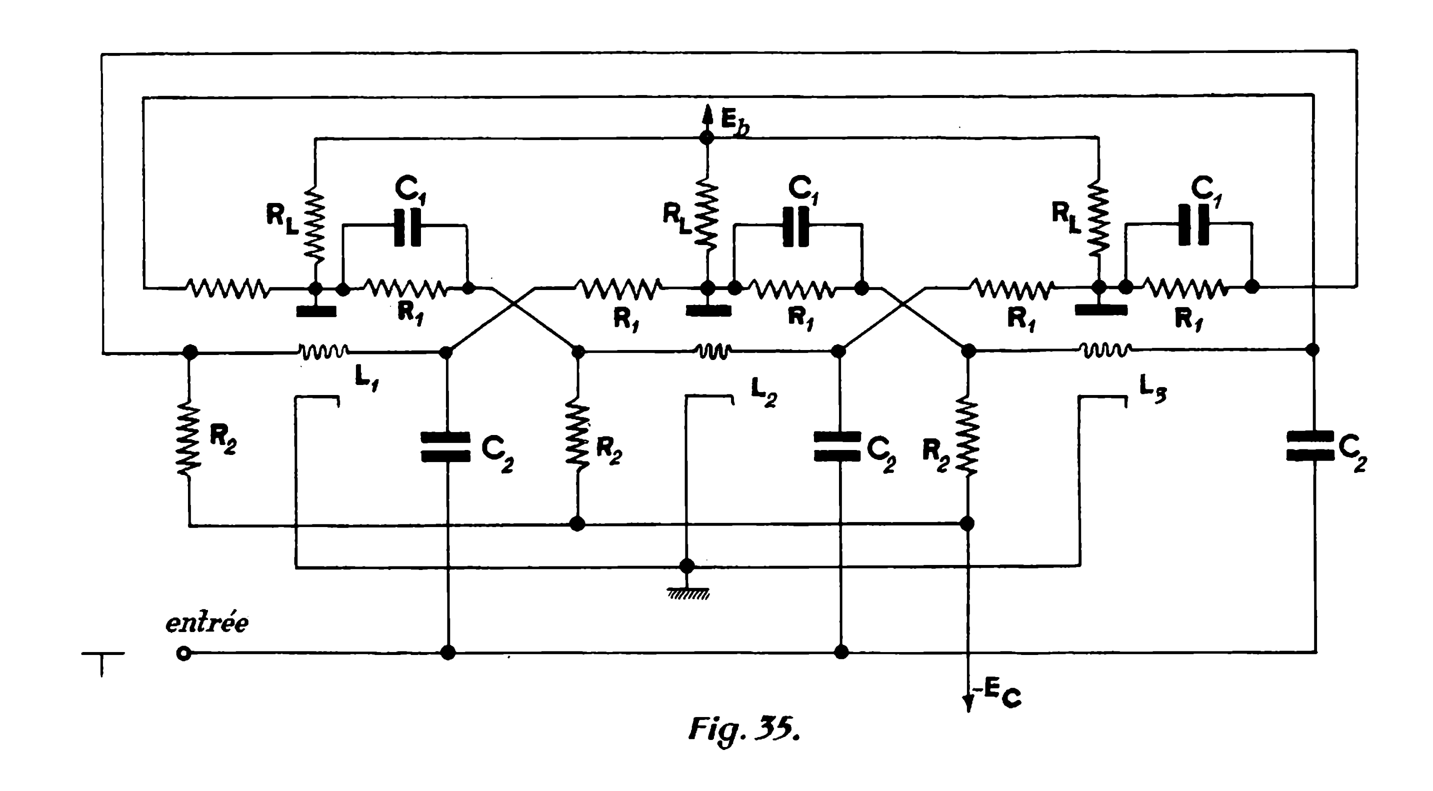


Fig. 35.

Supposons que L_1 débite; son potentiel plaque est bas et impose sur G_2 et G_3 des tensions suffisamment basses pour que L_2 et L_3 soient bloquées si les éléments sont convenablement calculés. Appliquons à l'entrée une impulsion négative. Elle sera acheminée sur les trois grilles à travers les condensateurs C_2 de quelques picofarads. L_2 et L_3 étant bloquées sont insensibles à l'impulsion négative; par contre L_1 se bloquera pendant un court instant. Ce blocage a pour effet l'apparition en P_1 d'une montée brusque de tension se transmettant

à G_2 et G_3. Cependant la liaison P_1G_2 se fait à travers la résistance R_{12} shuntée par le condensateur C_1, tandis que la liaison P_1G_3 se fait à travers la résistance R_1 seule. Le condensateur C_1 transmettra intégralement le front raide d'amplitude e_{p_1}. La grille G_2 recevra donc une variation pratiquement égale à e_{p_1}. La grille G_3 recevra une variation :

$$e_{g_3} = e_{p_1} \frac{R_2}{R_1 + R_2} < e_{g_2}$$

Il se produira donc un basculement entre L_1 et L_2, L_1 se bloquant, L_2 débitant. Une deuxième impulsion de commande trouvera seule L_2 sensible, d'où un nouveau basculement entre L_2 et L_3. Du fait de la liaison $L_3 \rightarrow L_1$, une troisième impulsion ramènera le montage à son état initial, le fonctionnement se faisant en cycle fermé. Au lieu de trois lampes qui forment un diviseur par 3 on peut en mettre n. On aura un dispositif à n positions d'équilibre stable formant un diviseur apériodique d'impulsions.

Il est à remarquer que sur les n lampes du circuit une seule débite dans chaque état d'équilibre, tandis que dans un cycle d'Ecclès-Jordan, 1/2 - 1/5 par exemple, quatre lampes débitent simultanément. Le cycle de Lewis est donc beaucoup plus économique au point de vue consommation. Cet avantage est contrebalancé par des inconvénients.

Prenons le cas d'une décade et faisons le compte des éléments passifs dans chaque cas :

- Ecclès-Jordan $\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{5}\right)$: quatre bascules. Chaque bascule aura deux résistances de plaque, deux résistances de liaison plaque-grille, deux résistances de grille, une résistance de cathode, soit au total 7 x 4 = 28, plus une résistance de réaction = 29. Il faut y ajouter huit condensateurs de liaison plaque-grille, deux condensateurs d'entrée, un condensateur de réaction; donc en tout 40 éléments passifs et 3 semi-conducteurs.

- Cycle de Lewis :

R_L 10

R_1 9 x 10

R_2	10	
R_k	1	(polarisation par les cathodes)
C_1	10	
C_2	10	

soit en tout 111 résistances, 20 condensateurs.

On conçoit aisément qu'avec cette multiplicité d'éléments les difficultés de mise au point croissent au fur et à mesure de l'augmentation du nombre des lampes. Ainsi emploie-t-on rarement le cycle de Lewis au-delà de 5.

D. - BASCULES A UNE POSITION D'EQUILIBRE STABLE

Fonctionnement - Durée du phénomène

Nous prendrons le schéma de la figure 36 comme type d'une bascule monostable. Le montage comporte une position d'équilibre stable. Il s'agit d'un amplificateur à réaction à couplage par les cathodes. Au repos, L_2 ayant sa grille reliée à E_b débite son maximum de courant. La résistance grille-cathode r_g est très faible (quelques centaines d'ohms) :

$$E_{gk_2} = \frac{E_b - E_k}{R_1 + r_g} \cdot r_g$$

et si $R_1 \gg r_g$, ce qui est toujours le cas :

$$E_{gk_2} \# 0$$

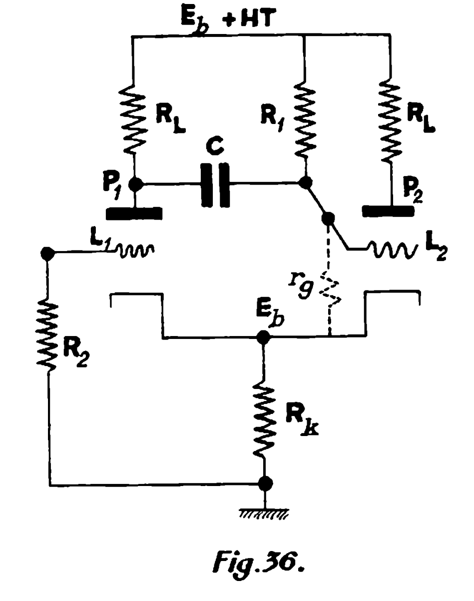


Fig.36.

Si le courant débité par la lampe est suffisant pour que :

$$E_k > \left| E_{g_{co}} \right|$$

L_1, qui a sa grille à la masse, sera bloquée. Nous sommes dans un état d'équilibre stable. Appliquons une impulsion négative d'amplitude suffisante sur G_2 pour bloquer L_2. Le courant plaque s'annule, la

tension cathode tombe à 0; de ce fait L_1 se met instantanément à débiter et un phénomène de basculement se produit. Le passage de P_1 de E_b à αE_b transmet à travers C à G_2 une pointe négative d'amplitude $(1 - \alpha) E_b$, suivie d'une variation exponentielle dont l'asymptote est E_b. Dès que l'exponentielle coupe l'horizontale de $E_{g_{co}}$, L_2 commence à nouveau à débiter et un nouveau basculement se produit ramenant les deux lampes à leur état d'avant l'impulsion de commande, soit un état d'équilibre stable. Nous avons donc ici un fonctionnement analogue à celui du multivibrateur bloqué ou monovibrateur. La figure 37 donne l'allure des variations des tensions sur les différentes électrodes. Sur la grille de L_1 il n'y a aucune variation.

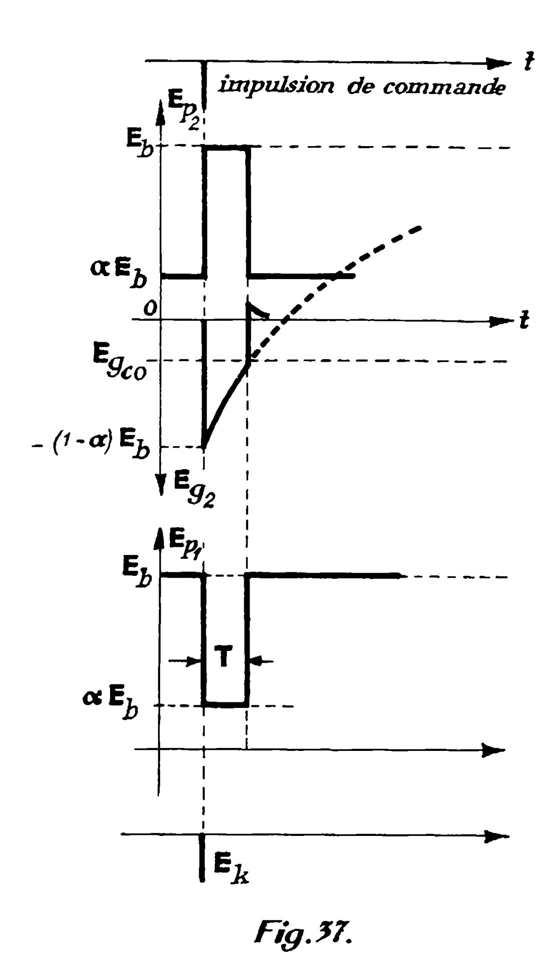


Fig.37.

La bascule peut également être commandée par une impulsion positive appliquée à la lampe bloquée; dans ce cas il n'y aurait pas de variation sensible sur les cathodes.

Le calcul du temps T, durée de l'impulsion sur une plaque, quoique simple est trop long pour être développé ici; nous en donnons le résultat :

$$T = R_1 \, CL \frac{\left(\frac{E_b}{\mu} + E_{g_{01}}\right) G' + E_b - E_k}{E_b - E_{g(co)_2} - \left(\frac{E_b}{\mu} + E_{g_{01}}\right) \frac{R_k}{R_L} G'} \qquad (28)$$

avec :

$$G' = \frac{\mu R_L}{r_p + R_L + (\mu + 1) R_k}$$

$E_{g_{01}}$ polarisation initiale de la grille de la première lampe

$E_{g(co)_2}$ tension de blocage de la deuxième lampe.

La constante de temps réelle est :

$$\tau = C \left[R_1 + R_L \frac{r_p + (\mu + 1) R_k}{r_p + R_L + (\mu + 1) R_k} \right]$$

On donne toujours à R_1 une grande valeur, d'une part pour limiter le courant grille, d'autre part pour avoir de petites valeurs de C. R_1 sera de l'ordre de 1 ou 2 mégohms; dans ces conditions il est parfaitement légitime de prendre :

$$\tau = R_1 C$$

R_1 étant de l'ordre de quelques dizaines de kilo-ohms.

D'après (28) on voit que l'on peut faire varier T en agissant sur trois paramètres distincts : R, C ou $E_{g_{01}}$, tous les autres paramètres étant des données de construction. Sur le schéma de la figure 36, $E_{g_{01}} = 0$, la grille était reliée au moins de la source (masse) à travers R_2. On peut modifier le montage en introduisant dans ce circuit une source de polarisation variable. Il est plus simple de polariser G_1 par un diviseur de tension de faible consommation entre le plus et le moins de la source (fig. 38). Pour que le fonctionnement soit possible plusieurs conditions doivent être réunies.

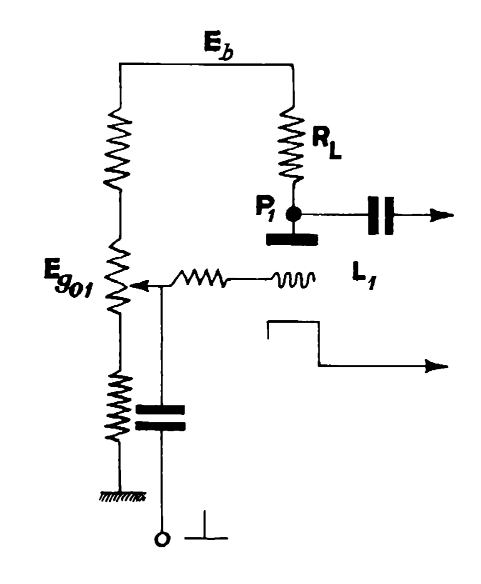


Fig.38.

En premier lieu la polarisation $E_{g_{01}}$ doit être telle que L_1 soit effectivement bloquée. Si E_{k_2} est la tension cathode lorsque L_2 débite il faut que :

$$E_{k_2} - E_{g_{01}} > \left| E_{g_{co}} \right| \tag{29}$$

D'autre part, il faut que le dénominateur de (28) soit positif, d'où nous tirerons :

$$E_{g_{01}} < \frac{R_L}{G' R_k} \left[E_b \left(1 - \frac{G'}{\mu} \cdot \frac{R_k}{R_L} \right) - E_{g_{co}} \right] \qquad (30)$$

En faisant varier la tension de G_1 entre ces deux limites, la durée T variera entre deux limites 0 et T_1. La variation de T est pratiquement linéaire en fonction de celle de E_g.

Les deux lampes n'auront pas le même débit pour $R_{L_1} = R_{L_2}$. La tension cathode passera donc de $R_k I_{p_1}$ à $R_k I_{p_2}$ suivant que l'une ou l'autre lampe débite. Ceci est sans inconvénient.

Il existe évidemment de multiples variantes de bascules monostables; nous en reproduisons les schémas de deux (fig. 39).

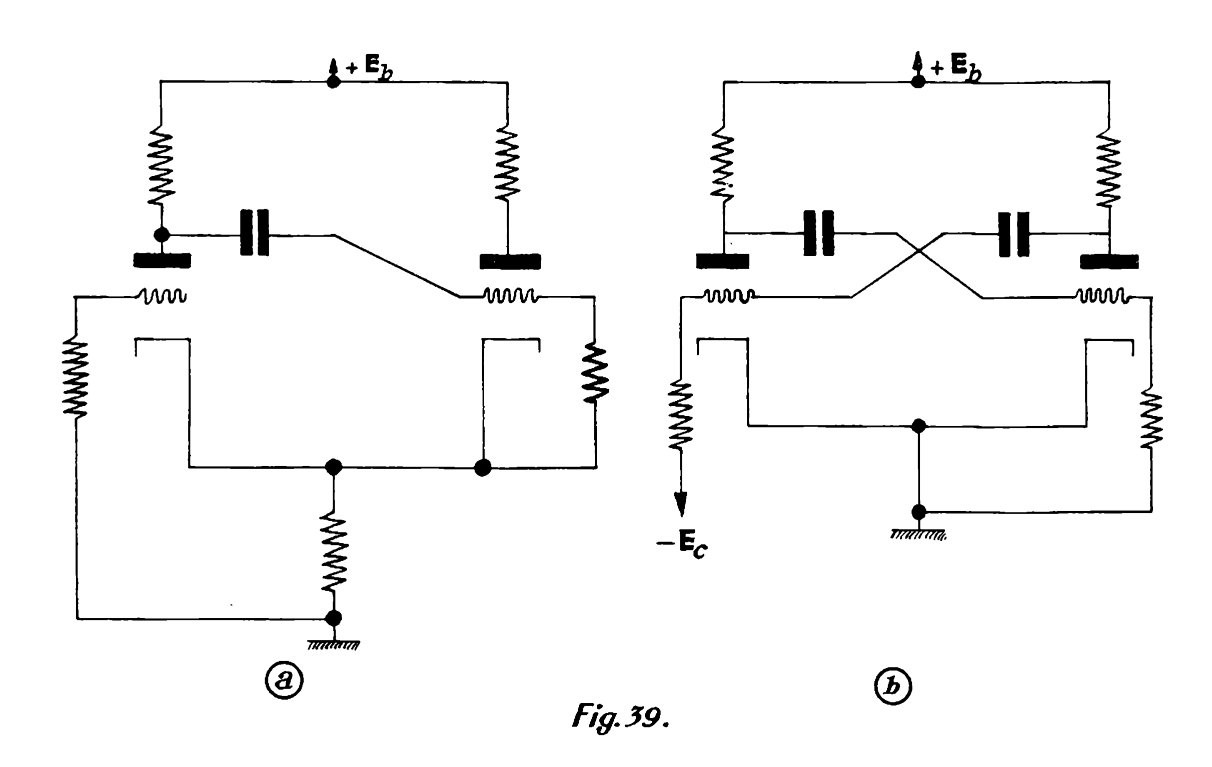


Fig. 39.

On remarquera que le schéma 39 b n'est autre que celui du multivibrateur bloqué.

E. - BASCULE A SEUIL OU TRIGGER DE SCHMITT

Fonctionnement

Dans les bascules à une ou deux positions d'équilibre stable le changement d'état est provoqué par application d'une impulsion brève appropriée.

Il existe un montage pour lequel le basculement se produit par application d'une tension lentement variable. Dès que la tension de commande atteint un seuil elle provoque le changement d'état. Le nouvel état d'équilibre se maintient tant que la tension de commande ne repasse pas par le même seuil ou une valeur légèrement inférieure. Le schéma d'une telle bascule ou trigger (déclencheur) de Schmitt est donné par la figure 40.

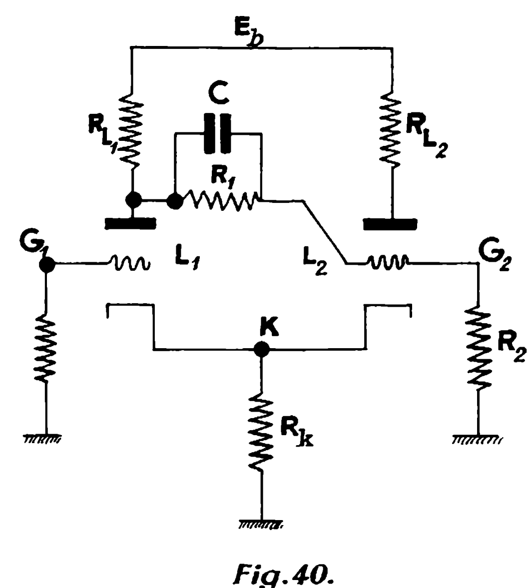


Fig. 40.

On reconnaîtra aisément un amplificateur à deux étages avec une réaction positive par les cathodes.

En l'absence de courant dans L_1 la grille de L_2 est portée au potentiel :

$$E_{g_2} = \frac{R_2 \, E_b}{R_{L_1} + R_1 + R_2}$$

L_2 débitera. Si son courant plaque est tel que :

$$R_k \, I_{p_2} > \left| E_{g_{co}} \right| \qquad (31)$$

L_1 se bloquera complètement. Supposons pour l'instant que G_2 soit au même potentiel que K. Les deux points de fonctionnement de L_1 et L_2 occuperont respectivement les positions M_1 et M_2 (fig. 41). Appliquons à G_1 une tension e, par exemple sinusoïdale. Lorsque cette tension atteint la valeur e_A, L_1 commence à débiter et si certaines conditions sont réunies un phénomène de basculement pourra se produire. Ce phénomène se fait suivant le schéma :

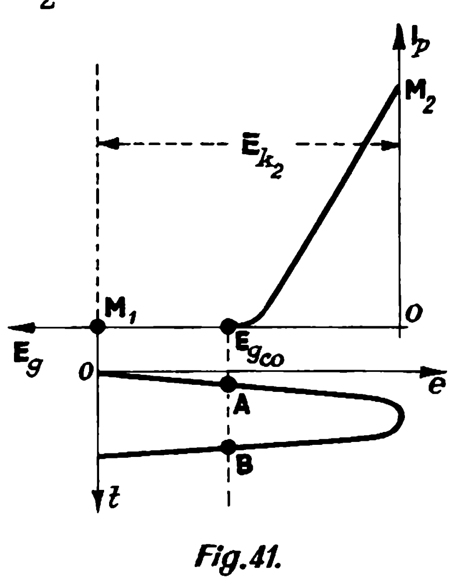


Fig. 41.

$$\left(\Delta e_{g_1} \right)^{+} \rightarrow \left(\Delta e_{p_1} \right)^{-} \rightarrow \left(\Delta e_{g_2} \right)^{-} \rightarrow \left(\Delta e_k \right)^{-}$$

$\left(\Delta e_k \right)^{-}$ équivaut à un accroissement

positif $\left(\Delta e_{g_1} \right)^{+}$; il faut donc que l'on ait :

$$\frac{e_k}{e_{g_1}} > 1$$

Comme :

$$e_k = G_2 \frac{R_k}{R_{L_2}} e_{g_2}$$

et :

$$e_{g_2} = G_1 \frac{R_2}{R_1 + R_2} e_{g_1}$$

la condition nécessaire pour le basculement est :

$$G_1 \, G_2 \frac{R_k}{R_{L_2}} \frac{R_2}{R_1 + R_2} > 1 \qquad (32)$$

Grâce à la présence du condensateur C la relation (32) se réduit à :

$$G_1 \, G_2 \frac{R_k}{R_{L_2}} > 1 \qquad (33)$$

Après le basculement (pour cela il suffit que l'on ait dépassé légèrement $E_{g_{co}}$) la tension grille-cathode de la première lampe s'établit à 0 et s'y maintient tant que la tension de commande ne repasse pas par $E_{g_{co}}$. Dans cet état la tension grille de L_2 est :

$$\frac{E_{p_1} \cdot R_2}{R_1 + R_2}$$

Elle doit être telle que la seconde lampe puisse être bloquée à coup sûr, c'est-à-dire :

$$E_{k_1} - \frac{E_{p_1} R_2}{R_1 + R_2} > \left| E_{g_{co}} \right|$$

Le basculement se refera en sens inverse dès que E_{g_1} repassera par la tension de blocage de L_1.

Remarques

1. La tension des cathodes n'est pas constante et passe d'une valeur E_{k_1} lorsque L_1 débite à E_{k_2} lorsque L_2 débite.

2. Il n'est pas indispensable que M_2 soit dans la zone de saturation (fig. 41). On peut choisir une valeur quelconque pour E_{g_2} à condition que (31) soit vérifié. Soit M le point de fonctionnement choisi. $E_{gk_2} = -1$; le courant plaque est alors déterminé : I_{p_2} (fig. 42). Prenons $I_{p_2} = 5$ mA et $R_k = 10^4\ \Omega$.

$$E_{k_2} = 50 \text{ volts}$$

E_{g_2} doit donc être :

$$E_{g_2} = \frac{E_b R_2}{R_{L_1} + R_1 + R_2} = 49$$

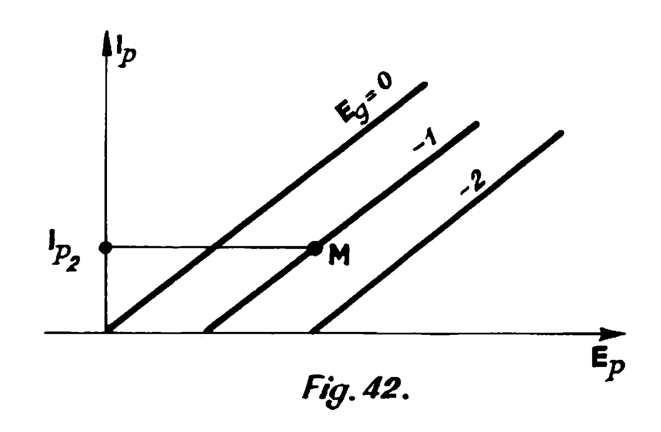


Fig. 42.

En général on prend :

$$R_{L_1} \ll R_1 + R_2$$

donc :

$$E_{g_2} = \frac{E_b R_2}{R_1 + R_2} = 49$$

En choisissant l'une des deux résistances l'autre pourra se calculer; on choisira par exemple $R_2 = 10^5\ \Omega$:

$$R_1 = \frac{E_b - 49}{49} R_2$$

et d'une façon générale :

$$R_1 = \frac{E_b - (E_k - \varepsilon)}{E_k - \varepsilon} R_2$$

3. La résistance R_{L_2} n'influe pratiquement pas sur le fonctionnement et peut varier dans de très larges limites à partir de 0. Pour $R_{L_2} = 0$ la condition (33) n'est plus valable. Dans ce cas on est en présence d'une charge cathodique pour laquelle les variations grille et cathode sont pratiquement égales. (33) se réduit simplement à $G_1 > 1$, condition très simple montrant combien le fonctionnement du trigger est facile à assurer.

Reprenons l'expression (33) et plus particulièrement le terme :

$$A = G_2 \frac{R_k}{R_{L_2}}$$

$$G_2 = \frac{\mu R_{L_2}}{r_p + R_{L_2} + (\mu + 1) R_k}$$

$$A = \frac{\mu R_k}{r_p + R_{L_2} + (\mu + 1) R_k}$$

Soit une lampe double triode 12 AT 7 :

$$\mu = 65 \qquad r_p = 10^4$$

Prenons une valeur courante $R_k = 10^4$ et cherchons les variations de R_L entraînant une variation de 5 % de la valeur de A. On trouvera $\Delta R_L \# 35\ k\Omega$.

4. Dans la réalité les deux basculements ne se font pas pour le même niveau de la tension d'entrée (fig. 43).

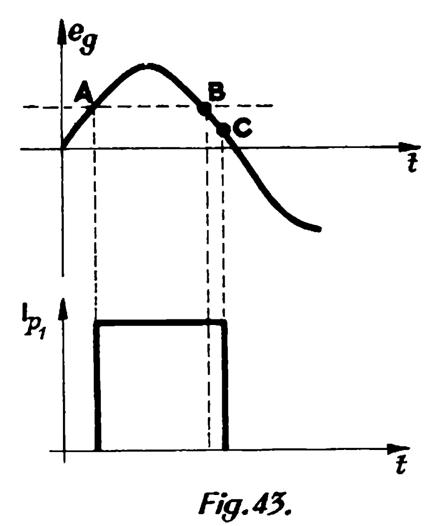


Fig.43.

Le retard ou hystérésis est dû au fait qu'en général :

$$E_{k_1} < E_{k_2}$$

L'hystérésis disparaîtra si on réalise :

$$E_{k_1} = E_{k_2}$$

ou s'accentuera si on accroît ΔE_k.

Pour diminuer l'écart entre autres on peut employer le schéma de la figure 44.

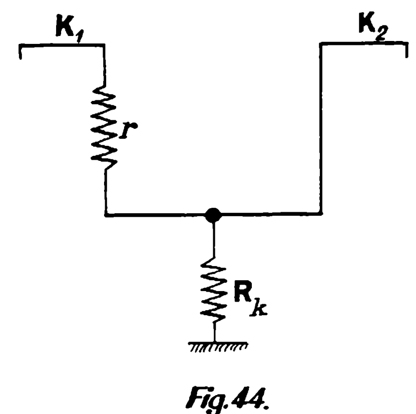


Fig.44.

5. Au voisinage du seuil le trigger est très sensible aux variations. Ainsi on peut régler la tension grille 1 très voisine du seuil, quelques dixièmes de volt au-dessous, et avoir le basculement pour de très faibles variations (commande de relais).

Finalement le trigger de Schmitt est un dispositif donnant une tension rectangulaire à partir d'une forme d'onde quelconque. La durée de l'impulsion rectangulaire dépend également de la forme d'onde.

En observant la figure 41 on voit qu'on peut agir sur la durée du créneau en déplaçant tout simplement la position du point M_1, opération qui se fera aisément à l'aide d'un diviseur de tension analogue à celui de la figure 38. Mais contrairement au cas de la bascule monostable il n'y a ici aucune condition critique et E_{g_1} peut prendre des valeurs négatives (par rapport au moins de E_b) et même des valeurs supérieures à E_{k_2}. Dans ce dernier cas le fonctionnement du trigger est inversé, L_1 débite, L_2 est bloquée et la commande se fera par variation négative de E_{g_1}.

Le trigger de Schmitt de construction facile et ayant un fonctionnement très stable a de multiples applications. Il pourra être utilisé chaque fois qu'on veut transformer une onde quelconque en impulsion. Etant construit avec des lampes à vide il peut monter à des fréquences élevées.

Il est souvent utilisé comme :

Etage de mise en forme pour les compteurs, les impulsions de déclenchement de circuits (bases de temps, etc.) ;
Générateur de tensions rectangulaire à fréquence et rapport cyclique variables; il sera alors piloté par un oscillateur sinusoïdal à fréquence variable;
Commande de relais, etc.

CHAPITRE XV

TRANSISTORS

Le transistor est d'invention toute récente. L'effet transistor fut découvert en 1948 par MM. Bardeen, Britten et Schockley (Bell Telephone Laboratory, U.S.A.). Depuis quelques années seulement le transistor est apparu sur le marché et a trouvé un grand nombre d'applications, remplaçant les lampes là où c'était possible.

Dans ce chapitre, nous nous bornerons à donner quelques notions élémentaires sur les transistors, leur fonctionnement et les trois montages possibles : base commune, émetteur commun, collecteur commun.

Il existe deux types bien distincts de transistors :

- Les transistors à contacts par pointes
- Les transistors à jonction.

Chronologiquement les transistors à contact sont les premiers, mais ils sont de moins en moins employés. La théorie de leur fonctionnement est mal connue; ils sont d'un emploi et d'une fabrication délicats. Nous nous bornerons donc à la description sommaire des transistors à jonction.

A. - CONDUCTION ELECTRIQUE - MATERIAUX A TRANSISTORS

Pour que la conduction du courant électrique puisse avoir lieu dans un matériau, il faut qu'il s'y trouve un certain nombre de charges électriques disponibles (positives ou négatives).

Au point de vue de la conduction électrique trois types de matériaux sont à prendre en considération :

- Les conducteurs dont la résistivité est de quelques microhms par centimètre par centimètre carré.

- Les isolants à résistivité de plusieurs centaines de milliers de mégohms par centimètre par centimètre carré.
- Les semi-conducteurs dont la résistivité relativement faible varie en présence d'un certain nombre de facteurs.

La conductivité des conducteurs et des isolants ne change pratiquement pas lorsqu'on ajoute au corps pur une quantité plus ou moins grande d'impuretés. Par contre celle des semi-conducteurs varie dans de grandes proportions en présence d'infimes quantités d'impuretés.

Pour expliquer ce phénomène on a recours à des images donnant la structure atomique du matériau considéré.

Le matériau type des semi-conducteurs est le germanium, de nombre atomique 32. On sait que dans les phénomènes de conduction électrique seuls interviennent les électrons de la couche périphérique des atomes ou électrons de valence. Le germanium est tétravalent, c'est-à-dire qu'il a quatre électrons périphériques. Son réseau cristallin est cubique. Dans ce réseau chaque atome placé à un sommet du cube est lié aux atomes voisins par une liaison de valence (fig. 1). De cette façon aucun électron n'est libre et ne peut participer à la conduction électrique.

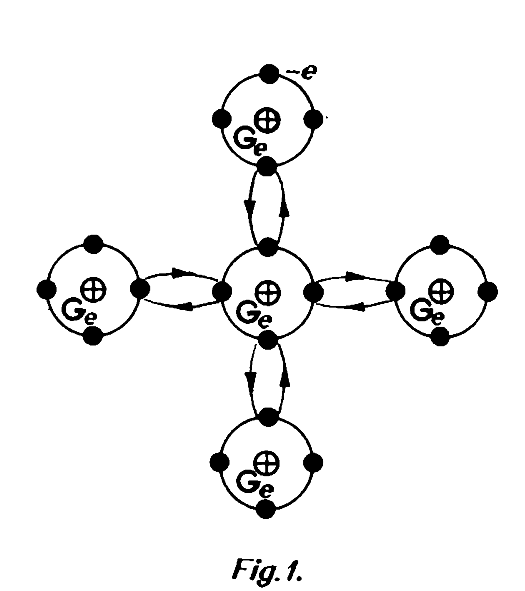


Fig. 1.

Le même schéma est valable pour le silicium, autre matériau à transistors, de nombre atomique 14.

Conductivité intrinsèque

Le germanium à l'état pur n'est donc pas conducteur à moins qu'une cause extérieure ne modifie sa structure atomique. Cette cause extérieure peut être une élévation de température. Du fait de l'agitation thermique qui en résultera un certain nombre d'électrons seront libérés et pourront participer à une conduction électrique si on branche deux points du métal aux deux pôles d'une source.

Dans ces conditions la conductivité est dite intrinsèque. Elle croîtra avec la température jusqu'à ce que le métal devienne un simple conducteur (résistivité de quelques microhms par centimètre par centimètre carré). Cette température est de l'ordre de 100°C pour le germanium et de 180° pour le silicium.

Conductivité extrinsèque - Effet des impuretés

L'électron participant à la conduction peut être libéré par un processus autre que l'agitation thermique.

Dans le schéma de la figure 1, remplaçons un atome de germanium par un atome d'un corps (phosphore, arsenic) ayant cinq électrons périphériques (fig. 2).

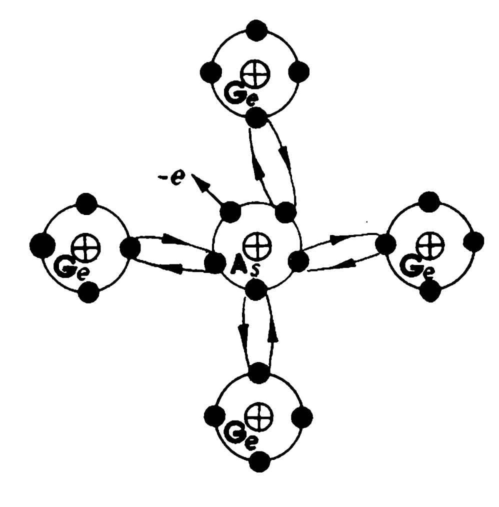


Fig. 2.

L'atome d'arsenic par exemple établira avec quatre atomes voisins de germanium quatre liaisons de valence afin de constituer une couche périphérique saturée. Il restera donc une charge négative libre pouvant participer à la conduction électrique. L'introduction d'un atome d'arsenic dans le réseau cristallin, qui s'accompagne de la libération d'une charge négative donnera un matériau du type "n", l'arsenic lui-même étant du type donneur.

(Règle mnémotechnique : do(n)neur → n charge négative.)

La conductivité ainsi obtenue est dite "extrinsèque" et dépend de la proportion d'impuretés.

Au lieu d'un atome d'arsenic, introduisons un atome ayant trois électrons périphériques (B, In, Ga).

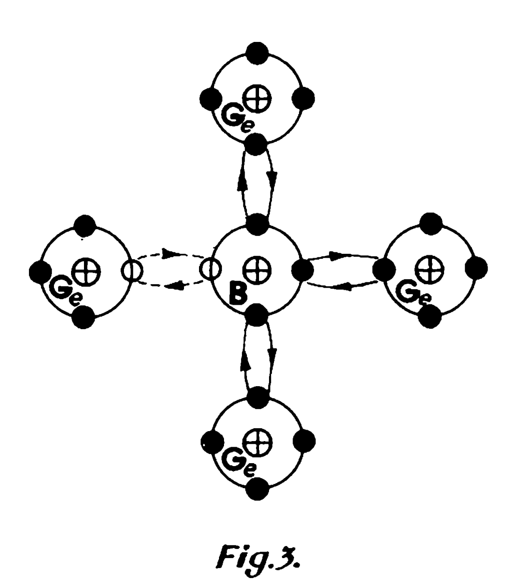


Fig. 3.

Prenons le bore B-5. Ici encore la substitution d'un atome de germanium par un atome de bore (fig. 3) aura pour résultat l'établissement de liaisons de valence formant une couche périphérique saturée pour le bore. De ce fait un atome de germanium ayant perdu une charge négative équivaut à une charge positive ou "trou" pouvant participer à une conduction d'électricité positive. L'atome de germanium qui a perdu un électron pourra à son tour enlever un électron à un atome voisin et ainsi de suite. Il s'établit donc un mouvement d'électrons à travers le cristal. La trajectoire étant essentiellement brisée, le

mouvement sera moins rapide que dans le processus provoqué par la présence d'une impureté pentavalente. Au lieu d'imaginer le mouvement d'un électron on peut aussi bien imaginer qu'on a une charge positive de masse équivalente à celle de l'électron qui se déplace. Le trou n'est pas un atome ionisé, c'est simplement une abstraction commode pour expliquer la présence de charges positives.

Le bore qui a pris un électron au germanium est un "accepteur" (accepteur → p charge positive) ; le matériau ainsi obtenu est du type "p".

Il convient de préciser les notions de métal pur et de taux d'impuretés dans les matériaux à transistor. Dans le métal pur il existe encore des atomes étrangers dans un rapport de 10^{-9}. Lorsqu'on introduit des impuretés, on arrive à un rapport de 10^{-7}.

Ces chiffres donnent une idée des difficultés de fabrication.

Pour résumer nous dirons qu'un matériau de type n est caractérisé par un excès d'électrons et qu'un matériau p est caractérisé par un excès de charges positives ou un défaut d'électrons.

B. - JONCTION p-n

Considérons deux petits cubes, l'un en matériau p, l'autre en matériau n (fig. 4).

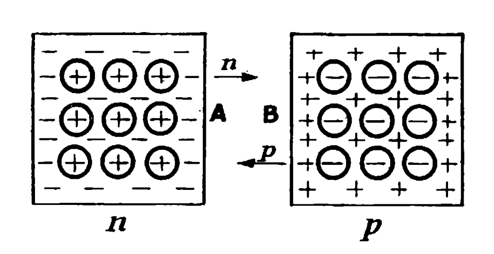


Fig. 4.

Supposons que la face A de n et la face B de p soient en contact intime (ce contact ne sera pas obtenu par des procédés mécaniques).

Les électrons de n tendront à émigrer vers p et inversement les trous de p tendront à se déplacer vers n. Ce déplacement de charges entraînant leur neutralisation aura pour conséquence la disparition de la jonction.

Mais un trou cherchant à se déplacer de p en n rencontre à la jonction une couche d'atomes chargés positivement, qui s'opposera à son passage. Il existe à la jonction une barrière de potentiel que nous avons schématisée par la source E_r en pointillé sur la figure 5.

Pour qu'un trou puisse émigrer de p en n il faut donc que son énergie soit suffisante pour vaincre cette barrière de potentiel. Dans la région n où les électrons sont en excès, ils chercheront à traverser la jonction mais dans les conditions normales leur nombre ne sera pas suffisant pour rompre cette jonction.

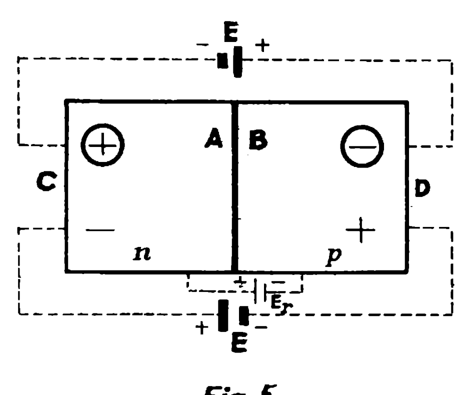


Fig. 5.

La présence d'une forte concentration d'électrons au voisinage de la jonction s'opposera à l'afflux massif de ceux-ci vers la zone p.

Appliquons aux deux extrémités du bloc une force électromotrice E. Deux cas sont à considérer :

1. Le plus de la source est en C (côté n) ; le champ total résulte de E et E_r en opposition, soit $E - E_r$.

2. Le moins de la source est en C, E et E_r sont en série; le champ total résulte de $E + E_r$.

Pour une même valeur de E le courant sera plus grand dans le deuxième cas que dans le premier. Il existe donc un sens préférentiel de circulation du courant. La jonction de n et de p forme donc un semi-conducteur.

La diode à jonction ainsi constituée peut également servir d'élément photoélectrique. La barrière de potentiel de la jonction peut être abaissée sous l'effet de la lumière. On construit ainsi des éléments photoélectriques de très petites dimensions (cylindre de 3 ou 4 mm de diamètre et une dizaine de millimètres de long) .

Le circuit d'utilisation sera constitué par :

- La diode
- Une résistance série (50 ou 100 kΩ)
- Et une source d'une dizaine de volts.

La diode est branchée dans le sens de résistance élevée. Cet ensemble remplace avantageusement les montages à cellules photoélectriques, particulièrement dans les cas où les indications sont qualitatives, ou dans des montages à tout ou rien.

Transistors à jonction

Considérons maintenant un ensemble à deux jonctions J_1 et J_2, un élément n étant pris entre deux éléments p (fig. 6). On aura constitué ainsi un transistor à jonction p-n-p.

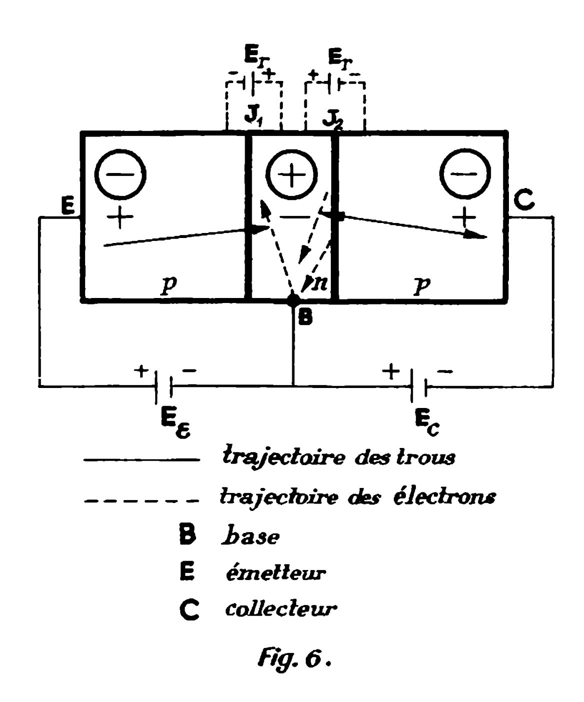


Fig. 6.

On remarquera que l'émetteur est branché dans le sens direct et le collecteur en sens inverse.

Dans un élément p les porteurs de charge sont des trous, les atomes d'impuretés étant du type accepteur. Sous l'effet du champ dû à la source E_ε, les charges positives vont se déplacer vers la région n. De la région n les trous émigreront vers la région p de droite attirés par le champ créé par E_c d'une part et par simple diffusion d'autre part.

Un certain nombre de trous seront neutralisés par les électrons pendant leur trajet; cependant un nombre assez important de ceux-ci arrivera en C donnant lieu à une conduction. La résistance du circuit collecteur BC sera faible (tronçon OA de la courbe $I_c E_c$ (fig. 7), jusqu'à une certaine tension E_{c_1}. Un nouvel accroissement de la tension collecteur ne pourra alors entraîner qu'une faible variation de courant. Il s'y produit donc une brusque variation de la conductivité. Ce phénomène trouve son explication dans le fait que le courant traversant le circuit collecteur est proportionnel au nombre de charges disponibles dans ce circuit; or ces charges proviennent du circuit émetteur; leur nombre ne peut être accru que par l'augmentation de la tension émetteur-base.

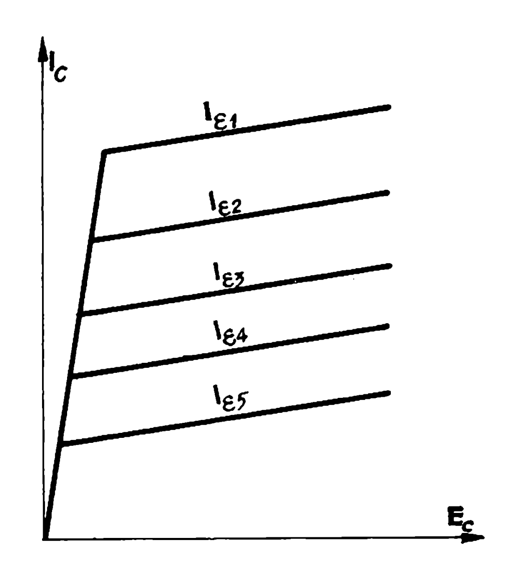


Fig. 7.

Un certain nombre plus ou moins grand de trous sera neutralisé par les électrons de la couche n pendant leur passage dans cette région. Le courant collecteur sera donc toujours inférieur au courant émetteur.

On désigne par α le coefficient d'amplification de courant du transistor :

$$\alpha = \frac{I_c}{I_\varepsilon} < 1$$

Pour obtenir des valeurs de α aussi grandes que possible il faut diminuer le temps de transit des trous dans la couche n, c'est-à-dire réduire au minimum l'épaisseur de cette couche. Les valeurs courantes de α se situent entre 0, 95 et 0, 99 et sont obtenues avec des couches de quelques centièmes de millimètre. Avec quelques dixièmes de millimètre, α tombe à des valeurs de 0, 2 ou 0, 1.

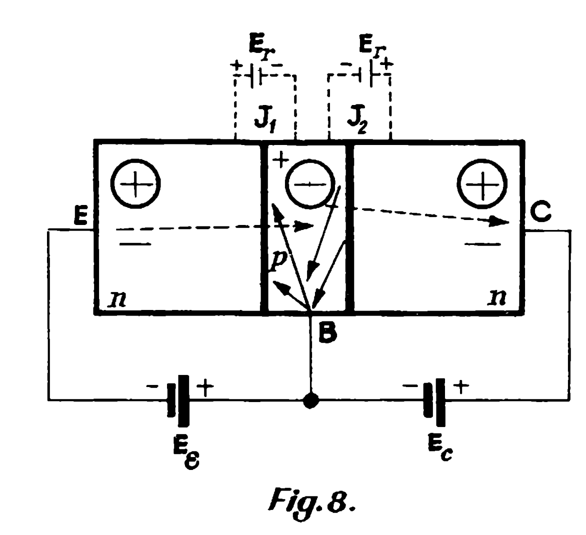


Fig. 8.

Il faut noter également qu'un léger courant d'électrons indiqué par les flèches (fig. 6) s'établit dans la couche n. Le transistor que nous venons de voir est du type p-n-p. On peut également construire des transistors dans lesquels une couche p sera prise entre deux couches n; on aura alors le transistor n-p-n (fig. 8).

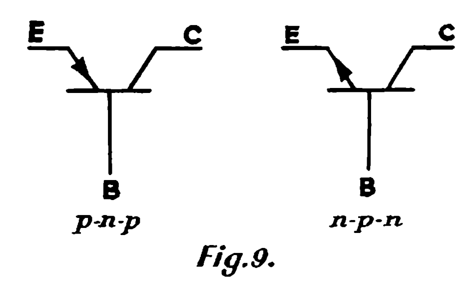


Fig. 9.

Son fonctionnement est en tout point analogue au précédent moyennant les changements de signe nécessaires.

Pour représenter les transistors on utilise généralement les symboles de la figure 9.

C. - CIRCUITS DES TRANSISTORS

Pour l'étude du fonctionnement d'un transistor il y a intérêt, comme dans le cas des lampes, à établir un circuit équivalent.

Le transistor pourrait être considéré comme un circuit en T (fig. 10).

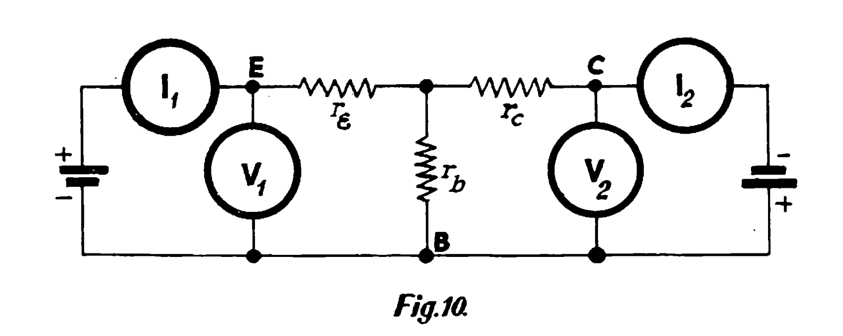


Fig. 10.

Les équations générales de fonctionnement sont alors de la forme :

$$V_1 = r_{11} I_1 + r_{12} I_2$$

$$V_2 = r_{21} I_1 + r_{22} I_2$$

Cette représentation simple qui assimile le transistor à un tripôle passif ne saurait convenir. Le courant collecteur dépend du courant émetteur. Un circuit analogue convenable devrait comporter dans le circuit collecteur un générateur fournissant un courant proportionnel à I_ε . Le schéma équivalent d'un transistor est représenté sur la figure 11. On introduit dans le circuit collecteur une source de force électromotrice :

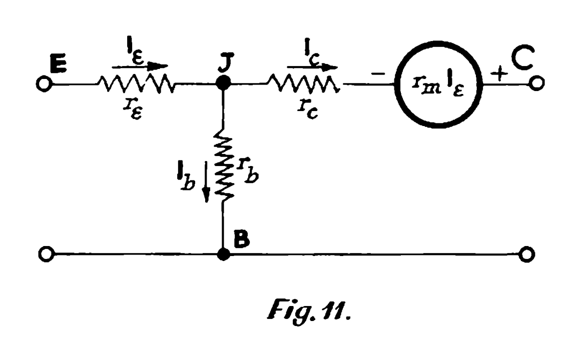


Fig. 11.

$$e = r_m I_\varepsilon$$

r_m s'appellera résistance mutuelle.

Quel que soit le type de transistor envisagé, p-n-p ou n-p-n, le moins de cette source sera du côté de la jonction.

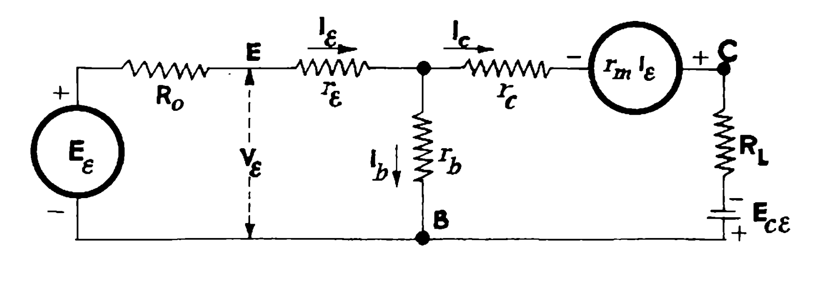
Dans le cas des lampes électroniques nous avons toujours envisagé des amplifications de tension, le circuit d'entrée étant dans le cas général sans consommation.

Cette notion n'est plus valable avec les transistors. Le transistor doit être considéré comme un amplificateur de courant. Cette importante propriété physique sera encore mise en évidence lorsque nous établirons les équations de fonctionnement d'un circuit à transistor. Il existe trois modes de montage possibles avec les transistors : base commune, émetteur commun, collecteur commun.

Nous allons envisager successivement ces trois montages et mettre en évidence les paramètres de fonctionnement dans chacun des cas.

1. Montage à base commune BC (fig. 12)

Toute variation du courant émetteur I_ε entraînera une variation proportionnelle du courant collecteur I_c.



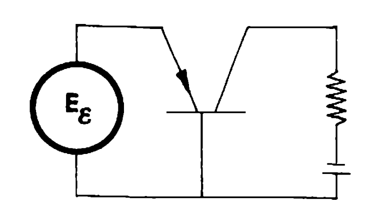


Fig.12.

A un accroissement positif ΔI_ε correspondra un accroissement positif $\alpha \Delta I_c$, par conséquent une chute de tension plus importante dans la résistance de charge R_L, le potentiel du point C devenant plus positif. Le circuit de la figure 11 peut donc être considéré comme un amplificateur sans inversion de phase :

$$+ \Delta E_\varepsilon \longrightarrow + \Delta V_c$$

A partir du schéma de la figure 12 dans lequel E_ε représente la tension émetteur totale, on établira sans difficulté les relations suivantes :

$$\left.\begin{aligned}
I_b &= \frac{E_\varepsilon\left(R_L + r_c - r_m\right) - E_c\left(R_0 + r_\varepsilon\right)}{\left(R_0 + r_\varepsilon + r_b\right)\left(R_L + r_c + r_b\right) - r_b\left(r_m + r_b\right)} \\
I_\varepsilon &= \frac{E_\varepsilon\left(R_L + r_c + r_b\right) + r_b E_c}{\left(R_0 + r_\varepsilon + r_b\right)\left(R_L + r_c + r_b\right) - r_b\left(r_m + r_b\right)} \\
I_c &= \frac{E_\varepsilon\left(r_m + r_b\right) + E_c\left(R_0 + r_\varepsilon + r_b\right)}{\left(R_0 + r_\varepsilon + r_b\right)\left(R_L + r_c + r_b\right) - r_b\left(r_m + r_b\right)}
\end{aligned}\right\} \quad (1)$$

Dans les transistors à jonction r_ε est de l'ordre de quelques ohms ou quelques dizaines d'ohms, r_b de quelques centaines d'ohms; par contre r_c et r_m se chiffrent en centaines de kilo-ohms ou mégohms. On peut donc négliger r_b et r_ε par rapport à r_c et r_m.

Exemple (transistors p-n-p de La Radiotechnique) :

OC 70	$r_\varepsilon = 39$	$r_b = 1000$	$r_c = 1,43.10^6$	$r_m = 1,38.10^6$
OC 71	$r_\varepsilon = 6,5$	$r_b = 500$	$r_c = 6,25.10^5$	$r_m = 6,11.10^5$
OC 75	$r_\varepsilon = 6,4$	$r_b = 720$	$r_c = 7,15.10^5$	$r_m = 7,22.10^5$

Il est intéressant d'étudier les variations de ces courants. Si on maintient E_c constant et si l'on fait varier E_ε, la variation de la tension émetteur sera :

$$v_\varepsilon = e_\varepsilon - R_0 \, i_\varepsilon$$

$\left(e_\varepsilon = \Delta e_\varepsilon \, , \; i_\varepsilon = \Delta i_\varepsilon\right)$ qu'on calculera à partir des formules (1)

$$v_\varepsilon = e_\varepsilon \frac{(r_b + r_\varepsilon)(R_L + r_c + r_b) - r_b(r_m + r_b)}{(R_0 + r_\varepsilon + r_b)(R_L + r_c + r_b) - r_b(r_m + r_b)}$$

et :

$$\left.\begin{aligned}
i_b &= v_\varepsilon \frac{R_L + r_c - r_m}{(r_b + r_\varepsilon)(R_L + r_c + r_b) - r_b(r_m + r_b)} \# v_\varepsilon \frac{R_L + r_c - r_m}{(r_b + r_\varepsilon)(R_L + r_c) - r_b r_m} \\
i_c &= v_\varepsilon \frac{r_m + r_b}{(r_b + r_\varepsilon)(R_L + r_c + r_b) - r_b(r_m + r_b)} \# v_\varepsilon \frac{r_m + r_b}{(r_b + r_\varepsilon)(R_L + r_c) - r_b r_m} \\
i_\varepsilon &= v_\varepsilon \frac{R_L + r_c + r_b}{(r_b + r_\varepsilon)(R_L + r_c + r_b) - r_b(r_m + r_b)} \# v_\varepsilon \frac{R_L + r_c + r_b}{(r_b + r_\varepsilon)(R_L + r_c) - r_b r_m}
\end{aligned}\right\} (2)$$

Ces formules vont nous permettre d'établir les différents paramètres du circuit :

a) Gain de courant. Ce paramètre désigné par α est par définition :

$$\alpha = \frac{i_c}{i_\varepsilon}$$

avec $R_L = 0$; d'où :

$$\alpha = \frac{r_m + r_b}{r_c + r_b} \# \frac{r_m}{r_c}$$

α est toujours inférieur à l'unité.

b) Gain de courant avec résistance de charge :

$$\alpha_L = \frac{r_m}{r_c + R_L} = \frac{\alpha}{1 + \frac{R_L}{r_c}}$$

Pour $R_L \ll r_c$, $\alpha_L = \alpha$.

c) Gain en tension :

$$G_t = \frac{R_L \; r_m}{\left(r_b + r_\varepsilon\right)\left(R_L + r_c\right) - r_b \, r_m}$$

d) Impédance d'entrée. Par définition l'impédance d'entrée est :

$$Z_0 = \frac{v_\varepsilon}{i_\varepsilon} = r_b + r_\varepsilon - r_b \frac{r_m}{R_L + r_c}$$

e) Impédance de sortie (impédance vue de la sortie). On définira l'impédance de la sortie de la façon suivante : on court-circuite la source E_ε et on remplace R_L par une source idéale E_ε sans résistance intérieure. Dans ces conditions le calcul donnera :

$$Z_s = \frac{E_\varepsilon}{i_c} = r_c - r_b \frac{r_m}{R_0 + r_b + r_\varepsilon}$$

2. Montage à émetteur commun EC (fig. 13)

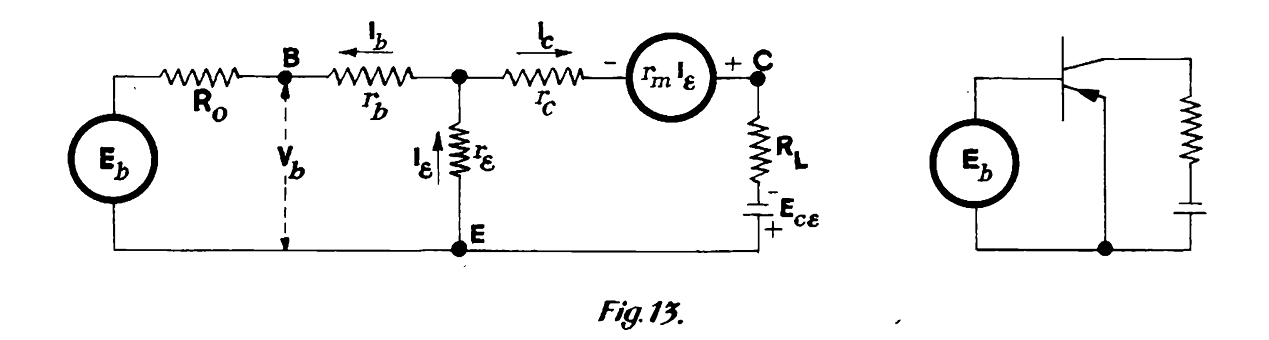


Fig. 13.

A un accroissement $-\Delta E_b$ correspond un accroissement $+\Delta I_c$; donc le collecteur devient plus positif. L'amplification de tension se fait donc avec inversion de phase.

Les courants auront pour valeurs :

$$\left.\begin{aligned}
I_b &= \frac{E_b\left(R_L + r_c - r_m + r_\varepsilon\right) + E_c\, r_\varepsilon}{\left(R_0 + r_b + r_\varepsilon\right)\left(R_L + r_c - r_m + r_\varepsilon\right) - r_\varepsilon\left(r_\varepsilon - r_m\right)} \\
I_c &= \frac{E_b\left(r_m - r_\varepsilon\right) - E_c\left(R_0 + r_b + r_\varepsilon\right)}{D} \\
I_\varepsilon &= \frac{E_b\left(R_L + r_c\right) - E_c\left(R_0 + r_\varepsilon\right)}{D}
\end{aligned}\right\} \quad (3)$$

En ne considérant que les variations en fonction de v_b :

$$v_b = e_b - R_0\, i_b$$

on aura, en négligeant r_ε et r_b par rapport à r_c et r_m :

$$\left.\begin{aligned}
i_b &= v_b \frac{R_L + r_c - r_m}{\left(r_b + r_\varepsilon\right)\left(R_L + r_c - r_m\right) + r_m\, r_\varepsilon} \\
i_c &= v_b \frac{r_m}{\left(r_b + r_\varepsilon\right)\left(R_L + r_c - r_m\right) + r_m\, r_\varepsilon} \\
i_\varepsilon &= v_b \frac{R_L + r_c}{\left(r_b + r_\varepsilon\right)\left(R_L + r_c - r_m\right) + r_m\, r_\varepsilon}
\end{aligned}\right\} \quad (4)$$

a) Gain de courant ($R_L = 0$) - coefficient α' ou β :

$$\alpha' = \frac{i_c}{i_b} = \frac{r_m - r_\varepsilon}{r_c - r_m + r_\varepsilon} \# \frac{r_m}{r_c - r_m} = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$$

Le gain de courant est élevé.

b) Gain de courant avec une résistance de charge :

$$\alpha'_L = \frac{r_m}{R_L + r_c - r_m} = \frac{\alpha}{1 - \alpha + \frac{R_L}{r_c}}$$

c) Gain en tension :

$$G'_t = \frac{R_L\, i_c}{v_b} = \frac{r_m\, R_L}{r_b\left(R_L + r_c - r_m\right) + r_\varepsilon\left(R_L + r_c\right)}$$

d) Impédance d'entrée :

$$Z'_0 = \frac{v_b}{i_b} = r_b + r_\varepsilon - \frac{r_m\, r_\varepsilon}{R_L + r_c - r_m}$$

e) Impédance de sortie. Elle se calculera comme précédemment :

$$Z'_s = r_c - r_m + \frac{r_m\, r_\varepsilon}{R_0 + r_b + r_\varepsilon}$$

3. Montage à collecteur commun CC (fig. 14)

A un accroissement $-\Delta E_b$ correspondra un accroissement $+\Delta I_\varepsilon$, donc une diminution du potentiel du point E; l'amplification se fait sans inversion de phase.

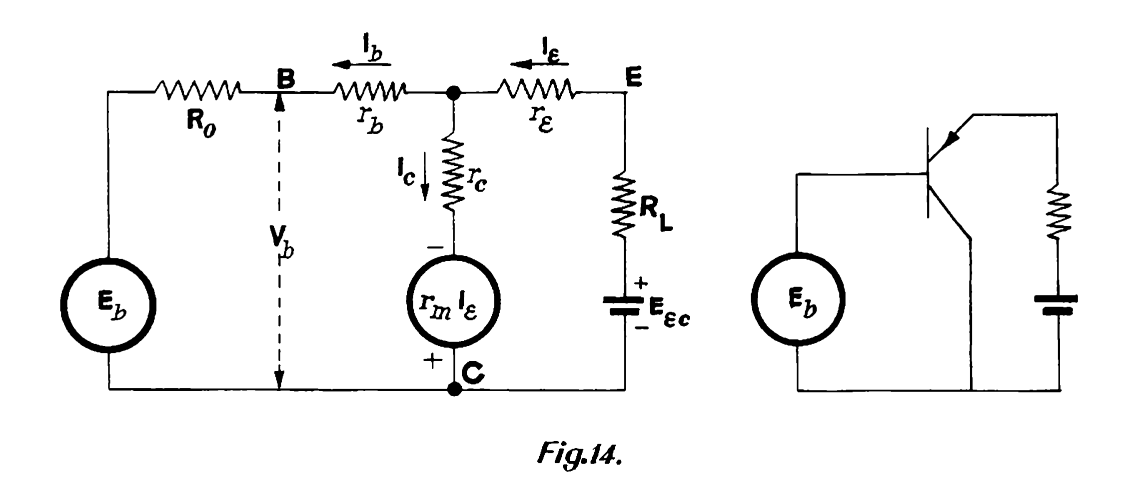


Fig.14.

Les courants auront pour valeurs :

$$\left.\begin{aligned}
I_b &= \frac{E_b\left(R_L + r_c - r_m + r_\varepsilon\right) - E_\varepsilon\left(r_m - r_c\right)}{\left(R_0 + r_b\right)\left(R_L + r_c - r_m + r_\varepsilon\right) + r_c\left(R_L + r_\varepsilon\right)} \\
I_\varepsilon &= \frac{r_c E_b + E_\varepsilon\left(R_0 + r_c + r_b\right)}{\left(R_0 + r_b\right)\left(R_L + r_c - r_m + r_\varepsilon\right) + r_c\left(R_L + r_\varepsilon\right)} \\
I_c &= \frac{-E_b\left(R_L - r_m + r_\varepsilon\right) + E_\varepsilon\left(r_m + R_0 + r_b\right)}{\left(R_0 + r_b\right)\left(R_L + r_c - r_m + r_\varepsilon\right) + r_c\left(R_L + r_\varepsilon\right)}
\end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Avec $v_b = e_b - R_0\, i_b$:

$$i_b = v_b \frac{R_L + r_c - r_m + r_\varepsilon}{r_b\left(R_L + r_c - r_m + r_\varepsilon\right) + r_c\left(R_L + r_\varepsilon\right)}$$

$$i_\varepsilon = v_b \frac{r_c}{r_b\left(R_L + r_c - r_m + r_\varepsilon\right) + r_c\left(R_L + r_\varepsilon\right)}$$

$$i_c = v_b \frac{R_L - r_m + r_\varepsilon}{r_b\left(R_L + r_c - r_m + r_\varepsilon\right) + r_c\left(R_L + r_\varepsilon\right)}$$

a) Gain de courant ($R_L = 0$) - coefficient α'' ou γ :

$$\alpha'' = \frac{i_\varepsilon}{i_b} = \frac{r_c}{r_c - r_m} = \frac{1}{1 - \alpha}$$

Le gain de courant est élevé.

b) Gain de courant avec une résistance de charge :

$$\alpha''_L = \frac{r_c}{r_c - r_m + R_L} = \frac{1}{1 - \alpha + \dfrac{R_L}{r_c}}$$

c) Gain en tension :

$$G''_t = \frac{R_L\, i_\varepsilon}{v_b} = \frac{r_c\, R_L}{r_b\left(R_L + r_c - r_m + r_\varepsilon\right) + \left(R_L + r_\varepsilon\right) r_c}$$

$$G''_t \# \frac{r_c R_L}{r_c R_L + r_c\left(r_b + r_\varepsilon\right) - r_b r_m}$$

$$G''_t = \frac{R_L}{R_L + r_b + r_\varepsilon - \dfrac{r_b r_m}{r_c}}$$

Cette expression peut encore se mettre sous la forme :

$$G''_t = \frac{R_L}{R_L + r_b\left(1 - \alpha\right) + r_\varepsilon}$$

$r_b\ (1 - \alpha) + r_\varepsilon$ est en général très petit par rapport à R_L. Le gain est pratiquement égal à 1.

d) Impédance d'entrée :

$$Z''_0 = \frac{v_b}{i_b} = r_b + r_c \frac{R_L + r_\varepsilon}{R_L + \left(r_c - r_m\right) + r_\varepsilon}$$

Si R_L est assez grand pour qu'on puisse négliger r_ε :

$$Z''_0 = r_b + \frac{R_L r_c}{R_L + r_c - r_m}$$

e) Impédance de sortie :

$$Z''_s = \frac{e_b}{i_\varepsilon} = r_m - r_c + r_\varepsilon - r_c \frac{r_c - r_m}{r_b + r_c + R_0}$$

$$Z_s = r_c\ (1 - \alpha)\left[1 - \frac{1}{1 + \dfrac{R_0}{r_c}}\right] = R_0 \frac{1 - \alpha}{1 + \dfrac{R_0}{r_c}}$$

Tableau I

Résumé des paramètres des trois montages

	Base commune	Emetteur commun	Collecteur commun
Gain en courant	$\alpha = \frac{r_m + r_b}{r_c + r_b} \# \frac{r_m}{r_c}$	β ou $\alpha' = \frac{\alpha}{1 - \alpha}$	γ ou $\alpha'' = \frac{1}{1 - \alpha}$
Gain en courant avec une résistance de charge	$\alpha_L = \frac{\alpha}{1 + \frac{R_L}{r_c}}$	$\alpha'_L = \frac{\alpha}{1 - \alpha + \frac{R_L}{r_c}}$	$\alpha''_L = \frac{1}{1 - \alpha + \frac{R_L}{r_c}}$
Gain en tension	$G_t = R_L \frac{r_m}{(r_b + r_\varepsilon)(R_L + r_c) - r_b r_m}$	$G'_t = R_L \frac{r_m}{r_b(R_L + r_c - r_m) + r_\varepsilon(R_L + r_c)}$	$G''_t = R_L \frac{1}{R_L + r_b(1-\alpha) + r_\varepsilon} \# 1$
Impédance d'entrée	$Z_0 = r_b + r_\varepsilon - \frac{r_b r_m}{r_c + R_L}$	$Z'_0 = r_b + r_\varepsilon + \frac{r_m r_\varepsilon}{R_L + r_c - r_m}$	$Z''_0 = r_b + r_c \frac{R_L + r_\varepsilon}{R_L + r_c - r_m}$
Impédance de sortie	$Z_s = r_c - \frac{r_b r_m}{R_0 + r_b + r_\varepsilon}$	$Z'_s = r_c - r_m + \frac{r_m r_\varepsilon}{R_0 + r_b + r_\varepsilon}$	$Z''_s = r_c - r_m + r_\varepsilon - r_c \frac{r_c - r_m}{R_0 + r_c + r_b}$ ou : $Z''_s = R_0 \frac{1 - \alpha}{1 + \frac{R_0}{r_c}} + r_\varepsilon$
Phase	$\varphi = 0$	$\varphi = \pi$	$\varphi = 0$

D. - CARACTERISTIQUES DES TRANSISTORS

Comme dans le cas des circuits à lampes, les éléments intervenant dans un montage peuvent être déterminés à partir des réseaux de caractéristiques. Pour chaque type de montage il est nécessaire d'avoir le réseau de caractéristiques convenables.

Pour les montages à base commune il faut avoir le réseau $I_c = f\left(E_{cb}\right)$ avec I_ε comme paramètre.

Pour l'émetteur commun : $I_c = f\left(E_{c\varepsilon}\right)$ avec I_b comme paramètre.

Pour le collecteur commun : $I_\varepsilon = f\left(E_{\varepsilon b}\right)$ avec I_b comme paramètre.

En général les constructeurs fournissent avec les transistors les deux premières familles de courbes qui sont les plus utiles.

Dans ces trois cas, on constate que les caractéristiques sont établies d'une façon différente de celle employée dans le cas des triodes.

Pour une triode il s'agit de maintenir une tension fixe sur une électrode et de faire varier la tension de l'autre électrode, la grandeur mesurée étant toujours le courant plaque :

$$I_p = f\left(E_g\right) \qquad E_p = Cte$$

$$I_p = f\left(E_p\right) \qquad E_g = Cte$$

Dans le cas des transistors, l'une des électrodes ayant un potentiel variable, il faut maintenir dans le circuit de l'autre électrode un courant constant. Le dispositif prévu doit donc être capable d'imposer un courant constant quelle que soit l'impédance du circuit.

a) Caractéristiques à base commune (fig. 15)

(A titre d'exemple nous donnons les caractéristiques du transistor OC 71 p-n-p de La Radiotechnique, d'après les données des feuilles techniques fournies par cet établissement.)

On distingue sur ces caractéristiques deux régions distinctes.

1. Région A ou région active

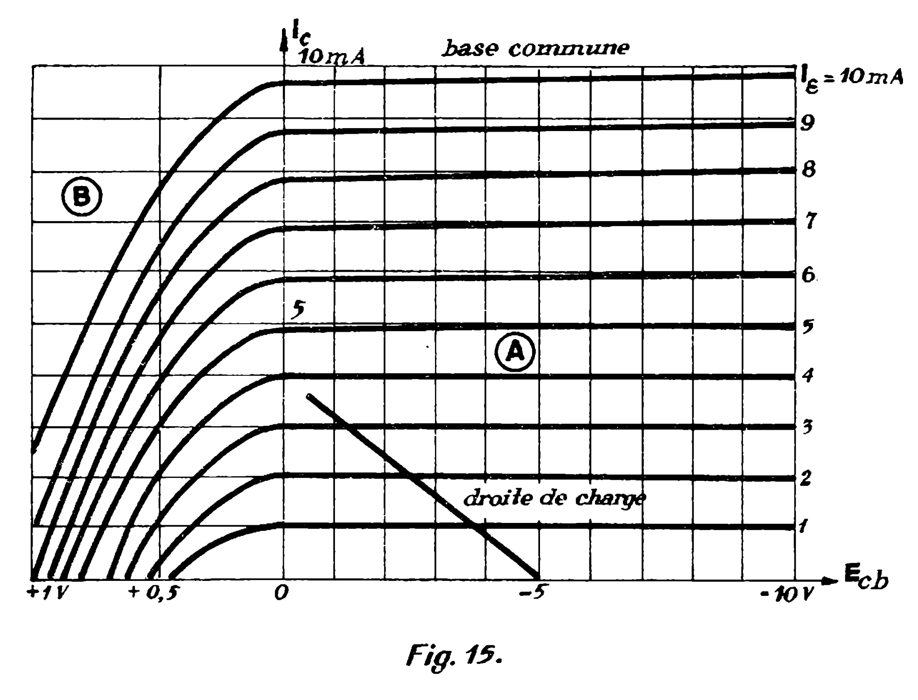


Fig. 15.

Le collecteur a une polarisation inverse ($E_{cb} < 0$ polarisation normale). Le courant collecteur est pratiquement indépendant de la tension collecteur (r_c grand) et dépend essentiellement du courant émetteur. Le transistor sera utilisé dans cette région; dans la grande majorité des applications on tracera sur ces caractéristiques la droite de charge définie par :

$$E_c = E_{cb} - R_L I_c$$

équation valable à la température ambiante (20°). En effet, pour $I_\varepsilon = 0$, I_c n'est pas nul tout en étant très petit, quelques microampères ou quelques dizaines de microampères. Ce courant double pour un accroissement de 10 degrés pour le germanium et triple pour le silicium pour la même élévation de température. Cependant le courant à la température ambiante est beaucoup plus faible pour le silicium que pour le germanium.

2. Région B ou de saturation

(L'échelle des abscisses est dilatée.) Le collecteur est polarisé dans le sens direct. Le courant collecteur dépend du courant émetteur et varie avec la tension collecteur.

b) Caractéristiques à émetteur commun (fig. 16)

Ce sont des droites dont la pente augmente avec le courant base.

Afin de fixer les idées, nous donnons dans le tableau II les valeurs numériques des paramètres du tableau I pour le transistor OC 71.

$r_b = 500\,\Omega$

$r_\varepsilon = 6,6\,\Omega$

$r_c = 625\,k\Omega$

$r_m = 611\,k\Omega$

Dans le montage à base commune nous prendrons un courant émetteur de repos de 2 mA, tension d'alimentation $E_{cb} = 5$ V. La résistance de charge sera alors de 1,3 kΩ pour $E_{co} = 2,5$ V. Nous admettrons que la source d'entrée a une résistance de 100 Ω .

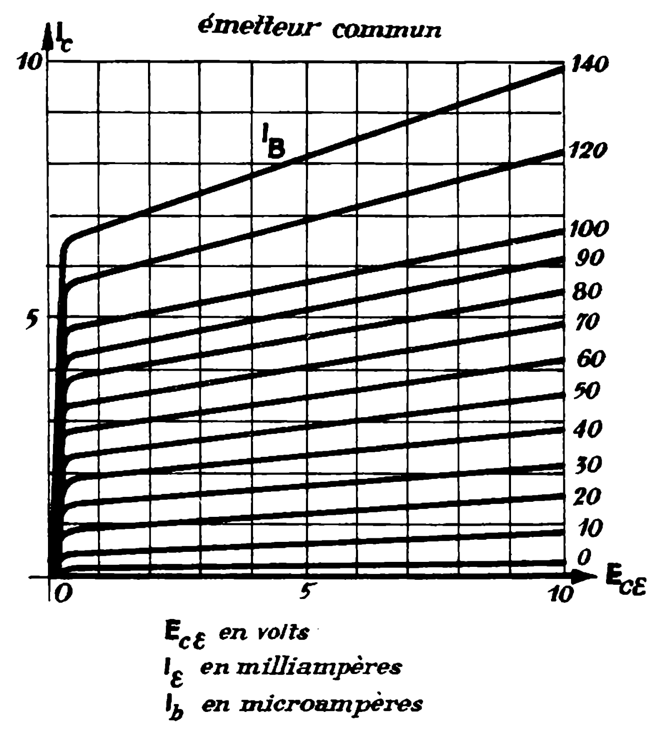


Fig.16.

Tableau II

	B C	E C	C C
α	0,98	49	50
α_L	# 0,98	# 49	# 50
G_t	68	7	# 1
Z_0	36 Ω	770	54.10^3
Z_s	121.10^3	20.10^3	# 8,5 Ω

Note. - L'impédance R_0 étant faible, le montage CC ne peut avoir aucune utilité pratique dans ce cas.

Les techniques de fabrication des transistors permettent actuellement de disposer, à des prix très abordables, d'une grande variété de transistors, au germanium ou au silicium, les plus petits ayant un courant de quelques milliampères, d'autres pouvant débiter plusieurs ampères.

Dans beaucoup de cas on remplace les lampes par des transistors, les avantages essentiels étant :

- Faible encombrement
- Pas de chauffage : suppression des enroulements de chauffage, économie d'énergie
- Insensibilité aux vibrations
- Rendement élevé, s'approchant de l'unité pour les gros débits
- Insensibilité aux parasites
- Très longue durée de vie.

Par contre les transistors, surtout au germanium, sont très sensibles aux variations de température. Toute élévation de température entraîne un accroissement du courant intrinsèque pouvant masquer plus ou moins les variations de courant extrinsèque si les précautions nécessaires ne sont pas prises.

Les impédances des circuits à transistors étant faibles ces montages s'adaptent difficilement au domaine des courants faibles.

Notons enfin qu'une erreur de branchement dans le circuit d'une lampe a rarement des conséquences fâcheuses quant à la vie de la lampe. Avec un transistor toute erreur peut être fatale. Dans un circuit à transistor une attention particulière doit être portée aux courants de rupture, aux charges de condensateurs, etc. Toute inversion de la polarité collecteur-base (branchement dans le sens passant) entraîne rapidement la destruction du transistor.

BIBLIOGRAPHIE

BONČ (A.M.), BRUEVIČ. - Applications des lampes électroniques en physique expérimentale. Moskva, éditions de l'Etat.

CHANCE (B.), HUGHES (V.W.), MAC NICHOLL (E.F.), SAYRE (D.), WILLIAMS (F.C.). - Waveforms. New York, Mc Graw Hill, 1949, 776 p. (Massachusetts Institute of Technology, radiation laboratory series.)

CHANCE (B.), HULSIZER (R.I.), MAC NICHOLL (E.F.), WILLIAMS (F.C.). - Electronic time measurements. New York, Mc Graw Hill, 1949, XX, 528 p. (Massachusetts Institute of Technology, radiation laboratory series.)

COHLENZ (A.), OWENS (H.L.). - Transistors theory and application. Electronics (série d'articles de mars à décembre 1953).

DAVID (P.). - Filtres électriques, généralités. Paris, Gauthier-Villars, 1952, 191 p.

DEKETH (J.). - Bases de la technique des tubes de T.S.F. Paris, Dunod, 1948, XXII, 550 p. (Bibl. tech. Philips.)

EASTMAN (A.E.). - Fundamentals of vacuum tubes. New York, Mc Graw Hill, 1949, 583 p.

GREENWOOD (A.) Jr, HOLDMAN (J.V.) Jr, MACRAE (D.) Jr. - Electronic instruments. New York, Mc Graw Hill, 1948, 708 p. (Massachusetts Institute of Technology, radiation laboratory series.)

HENNEY (K.), FAHNESTOCK (J.D.). - Electron tubes in industry. New York, Mc Graw Hill, 1952, 347 p.

KERKHOF (F.), WERNER (W.). - Télévision. Paris, Dunod, 1953, XII, 476 p. (Bibl. tech. Philips.)

LOBANOVA (I.N.). - Poluprovodnikovye diody i triody.(Diodes et triodes à semi-conducteurs.) Moskva, Izdatel' stvo Dosaaf, 1958, 96 p.

MARKUS (J.), ZELUFF (V.). - Electronics for engineers. New York, Mc Graw Hill, 1945, 390 p.

MARTIN (Th.L.). - Electronic circuits. New York, Prentice Hall, 1955, XIX, 707 p.

MESNY (R.). - Radio-électricité générale, t.II Fonctionnement des lampes émission-réception. Paris, E. Chiron, 1954, XVII, 442 p.

MILLMAN (J.), SEELY (S.). - Electronics. New York, Mc Graw Hill, 1951, 598 p.

MILLMAN (J.), TAUB (H.). - Pulse and digital circuits. New York, Mc Graw Hill, 1956, 712 p. (Mc Graw Hill, electrical and electronic engineering series.)
MOSKOWITZ (S.), RACKER (J.). - Pulse techniques. New York, Prentice Hall, 1951, 300 p.
MOTTE (M.R.). - Les transistors, principes et montages. Paris, éditions techniques professionnelles G. Dufour, 1954, 69 p.
MOULON (J.M.). - Les transistrons dans les amplificateurs. Paris, Gauthier-Villars, 1957, 316 p. (Coll. tech. et scient. du C.N.E.T.)
NEETESON (P.A.). - Tubes à vide dans la technique des impulsions. Paris, Dunod, 1956, VIII, 182 p. (Bibl. tech. Philips.)
OEHMICHEN (J.P.). - Circuits électroniques. Paris, Société des éditions radio, 1958, 256 p.
ORANJE (P.J.). - Les lampes à décharge, caractéristiques, applications. Paris, Dunod, 1949-1950, 294 p. (Bibl. tech. Philips.)
POINCELOT (P.). - Les régimes transitoires dans les réseaux électriques. Paris, Gauthier-Villars, 1953, 132 p. (Coll. tech. et scient. du C.N.E.T.)
PUCKLE (O.S.). - Bases de temps, générateurs de balayage. Paris, E. Chiron, 1948-1949-1950, 232 p.
ROCARD (Y.). - Dynamique générale des vibrations. Paris, Masson, 1949-1950, 440 p.
SCHREIBER (H.). - Technique et application des transistors. Paris, Société des éditions radio, 1955, 157 p.
VALLEY (G.E.), WALLMAN (H.). - Vacuum tube amplifiers. New York, Mc Graw Hill, 1948, 744 p. (Massachusetts Institute of Technology, radiation laboratory series.)
VICHNIEVSKY (R.). - Cours d'électronique. (Publications I.F.P.)
VICHNIEVSKY (R.). - Compléments de cours d'électronique. (Publications I.F.P.)
VOORHOEVE (N.A.J.). - Amplification basse fréquence. Paris, Dunod, 1955, XVI, 516 p. (Bibl. tech. Philips.)
Poluprovodnikovie pribori i ikh primenenie. (Les semi-conducteurs et leurs applications.) Moskva, éd. sovietskoe radio, 1956, 624 p.
Poluprovodniki v nauke i technike. (Les semi-conducteurs dans les sciences et la technique.) Moskva, 1958, 2 vol. (Institut des semi-conducteurs.)

Achevé d'imprimer en décembre 1959
N° d'ordre éditeur : 28

Dépôt légal : 4e trimestre 1959

VAN SEVEREN